

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة فرحات عباس سطيف 1

Université Ferhat ABBAS Sétif 1



THÈSE

Présentée à l'Institut d'Optique et Mécanique de Précision

Pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Option: Optique et Mécanique de Précision

Par

Mm. BOUANDAS Hiba

THÈME

Contribution à l'étude des biocapteurs à SPR

Soutenue le 23 / 07 / 2022

devant le Jury composé de:

Mr. FERRIA Kouider	Professeur	Université de Sétif 1	Président
Mr. MEGUELLATI Said	Professeur	Université de Sétif 1	Rapporteur
Mr. ATTAF Nadhir	Professeur	Université de Constantine	Examineur
Mr. BENCHEIKH Abdelhalim	Professeur	Université BBA	Examineur
Mr. AYADI Khaled	Professeur	Université de Sétif 1	Invité

Dédicaces

*À ma mère,
À mon mari et mes enfants,
À la mémoire de mon père et ma grande mère,
À toute ma famille et mes amies*

Remerciement

La préparation d'une thèse est à la fois une démarche personnelle et un travail d'équipe. Au terme de cette étude, je tiens à exprimer ma reconnaissance et adresser mes très sincères remerciements à toutes les personnes qui ont contribué d'une manière ou d'une autre, au bon déroulement et à l'aboutissement de ce travail.

Je tiens particulièrement à remercier tout d'abord mon directeur de thèse, MEGUELLATI Saïd, professeur à l'université de Sétif 1 au département d'optique, qui me fait l'honneur de s'intéresser à mon travail .

Je tiens également à présenter ma profonde gratitude à Monsieur AYADI khaled, professeur à l'université de Sétif 1 pour avoir bien voulu diriger ce travail et pour m'avoir constamment orientée et conseillée tout au long de ce dernier. Qu'il trouve ici mes très sincères remerciements et mon profond respect.

Je tiens également à présenter ma profonde gratitude à Monsieur FERRIA Kouider, professeur à l'université de Sétif 1 qui me fait l'honneur de s'intéresser à mon travail et de présider le jury.

J'adresse à Monsieur ATTAF Nadhir, professeur à l'université de Constantine , l'expression de ma profonde reconnaissance pour avoir voulu examiner mon travail et de faire partie du jury.

J'adresse à Monsieur BENCHEIKH Abdelhalim, professeur à l'université de BBA , l'expression de ma profonde reconnaissance pour avoir voulu examiner mon travail et faire partie du jury.

Je remercie également Monsieur SLIMANI Yacine, Assistant Master class A à l'université de Sétif pour sa contribution à ma formation, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail ainsi que pour leurs remarques et commentaires qui ont contribué à l'amélioration de ce travail.

Je remercie aussi Monsieur SOUALHI Moncef, Maître de Conférences à l'Université Franche-Comté de Besançon, France, pour son investigation en ce qui concerne la rédaction du manuscrit en LATEX.

Je remercie en particulier Monsieur BELKHIR . A, maître de conférence class A pour ses qualités scientifiques, son écoute et sa disponibilité. Mes remerciements s'adressent aussi à toutes les personnes qui, de près ou de loin m'ont aidée à l'accomplissement de ce travail.

Table des matières

Introduction générale	2
1 État de l'art	4
1.1 Introduction	4
1.2 Les ondes électromagnétiques	4
1.3 les équations de Maxwell	4
1.4 Détermination des indices complexes	5
1.5 La réflexion totale interne	7
1.6 Continuité des vecteurs d'onde et des champs à une interface. Loi de Snell-Descartes	8
1.6.1 Loi de Snell-Descartes à une interface diélectrique-diélectrique	9
1.6.2 Champs propagateurs et ondes évanescentes à l'interface diélectrique-diélectrique	10
1.6.3 Loi de Snell-Descartes à une interface diélectrique-métal	12
1.7 Méthode du calcul	12
1.8 Coefficient de Fresnel et la réflectance	12
1.8.1 Polarisation TM	13
1.8.2 Polarisation TE	14
1.9 Réflexion et transmission de Fresnel : deux interfaces	15
1.9.1 Calcul de la réflectivité dans un système multicouches	16
1.9.2 Cas d'un film unique	19
2 La théorie des plasmons de surface	23
2.1 Introduction	23
2.2 Que sont les plasmons de surface?	23
2.3 Model de DRUDE	25
2.4 Les ondes électromagnétiques de surface	28
2.4.1 Caractéristiques	28
2.4.2 Conditions d'existence des plasmons de surface et relation de dispersion	29
2.5 Propriété fondamentale des PS	33
2.5.1 Extension spatiale des champs	33
2.5.2 La longueur de propagation à l'interface	34

2.6	Relation de dispersion	35
2.6.1	Relation de couplage plasmon -lumière :	37
2.7	Excitation des plasmons de surface	38
2.8	Capteurs nano-plasmoniques structures par des couches métalliques	42
2.9	Conclusion	42
3	Conception Et Optimisation D'un Biocapteur à SPR	44
3.1	Introduction	44
3.2	Principe des capteurs à SPR	44
3.3	Principe des biocapteurs à SPR	45
3.4	Détection par des capteurs SPR spectrale et angulaire	46
3.4.1	Interrogation spectrale	46
3.4.2	Interrogation angulaire	47
3.5	Caractéristique de performance	49
3.5.1	Sensibilité des capteurs SPR avec interrogation angulaire	49
3.5.2	Sensibilité des capteurs SPR avec interrogation spectrale	51
3.6	Détermination des constantes diélectriques des métaux	53
3.7	Optimisation des paramètres optiques des multicouches	56
3.7.1	Épaisseur de la couche métallique :	56
3.7.2	Influence d'un indice de réfraction de prisme sur la courbe de plasmon de surface	57
3.7.3	Choix des métaux	60
3.7.4	Permittivité du milieu émergent	61
3.8	Conclusion	62
4	Biocapteur à Résonance Plasmon de Surface Délocalisée	63
4.1	Introduction	63
4.2	Dépôt des couches minces	64
4.2.1	Propriétés des couches minces réelles	64
4.3	Réalisation et caractérisation du système ATR	66
4.3.1	Élaboration des couches minces métalliques	66
4.3.2	Techniques d'analyses des couches minces	67
4.3.2.1	Microscope à Force Atomique(AFM)	67
4.4	Méthodes de détection des plasmons de surface	69
4.5	Montage optique	69
4.6	Excitation optique des PS	70
4.6.1	Dispositif optique	70
4.6.2	Réglage	71
4.6.3	Étalonnage	71
4.7	Mesure de la constante diélectrique de l'Argent	72
4.8	Obtention de la constante diélectrique à partir de la courbe de réflexion	73

4.9	Résultats expérimentaux et interprétation	73
4.10	Application dans le domaine biologique	75
4.11	Détection et diagnostic du cancer	75
4.12	Contexte mathématique	76
4.13	Résultats et discussion	77
4.14	Amélioration de la performance du biocapteur à SPR	82
4.15	Contexte mathématique	83
4.16	Résultats et discussion	85
4.17	Conclusion	91
	Conclusion générale	93
A	Annexe	ii
A.1	Introduction	ii
A.2	Prélèvement	ii
A.3	Fixation	ii
A.4	Déshydratation	iii
A.5	Imprégnation	iii
A.6	Inclusion	iii
A.7	Mise en blocs	iv
A.8	Confection des coupes histologiques	iv
A.9	Déparaffinage	v
A.10	Coloration	v
A.11	Montage et observabtion microscopique	vi
A.11.1	Le côlon et le rectum	vii
A.11.2	La muqueuse	vii
A.11.3	La sous muqueuse	vii
A.11.4	La musculieuse	vii
A.11.5	La séreuse ou tunique péritonéale	vii

Table des figures

1.1	Réflexion totale interne.	8
1.2	loi Snell-Descartes.	9
1.3	Réflexion et réfraction de la lumière sur une interface plane entre deux milieux isotropes et homogènes en mode TM.	13
1.4	Réflexion et réfraction de la lumière sur une interface plane entre deux milieux isotropes et homogènes en mode TE.	14
1.5	Réflexion et transmission d'un système à trois milieux (ambient film substrat).	15
1.6	Schéma d'un système multicouches.	17
1.7	Diagramme schématique et notation utilisés pour l'analyse théorique à l'interface de (a) deux matériaux différents, qui ont des indices de réfraction complexes, N_0 et N_1 ; et (b) multicouches avec une épaisseur de film mince d avec un indice de réfraction N_1 sur un substrat d'indice de réfraction N_2 . Le faisceau lumineux est incident obliquement de N_0 à N_1 , la direction du champ E est hors du papier et le champ H est continu à la frontière.	19
2.1	Oscillations des charges (plasmons de surface) à l'interface métal/diélectrique.	24
2.2	PS a l'interface d'un film métallique	25
2.3	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.	26
2.4	Géométrie de l'interface métal diélectrique.	29
2.5	Longueur de propagation des PS en fonction de la longueur d'onde.	35
2.6	Relation de dispersion des plasmons de surface.	36
2.7	Couplage.	37
2.8	Illustration de l'excitation d'un plasmon de surface. La courbe en filet épais représente la relation de dispersion du plasmon de surface à l'interface métal/diélectrique. Les droites obliques représentent respectivement les relations de dispersion dans le diélectrique massif et dans le prisme.	39
2.9	Configuration Otto.	39
2.10	Couplage des plasmons de surface par prisme dans la configuration de Kretschmann.	40

2.11	Excitation optique de plasmon de surface par réflexion totale atténuée -configuration Otto et Kretschmann- courbe de réflectivité.	41
3.1	Conception d'un capteur à résonance de plasmon de surface.	45
3.2	Conception d'un biocapteur à résonance de plasmon de surface.	46
3.3	Structure d'un biocapteur à résonance de plasmon de surface.	46
3.4	Instrument SPR à interrogation de la longueur d'onde.	47
3.5	Instrument SPR à interrogation de l'angle incident.	48
3.6	Sensibilité des capteurs SPR avec interrogation angulaire	50
3.7	La sensibilité angulaire b en fonction de l'indice de réfraction de milieu sample pour quatre métaux.	50
3.8	Sensibilité des capteurs SPR avec interrogation spectrale test	51
3.9	Calculs numériques de la réflectivité R_p de configuration de Kretschmann. . .	54
3.10	Calculs numériques de la réflectivité R_p angulaire de la structure ATR pour différentes épaisseurs de la couche d'Or.	57
3.11	configuration de kretchemann pour le prisme BK7 (a) et pour le prisme 2S2G (b)	58
3.12	les courbes de résonance pour prisme BK7 et pour prisme 2S2G	58
3.13	configuration de kretchemann pour prisme BK7 (a) et pour prisme 2S2G (b)	59
3.14	la partie réelle et la partie imaginaire de la constante diélectrique aux métaux plasmoniques Or et Argent en fonction de la longueur d'onde.	60
3.15	Réponse réflectivité par des couches métalliques Au et Ag.	61
3.16	Évolution de la réflectivité parallèle angulaire du dispositif ATR pour différentes valeurs de la permittivité du milieu émergent.	62
4.1	Structure des couches minces : a) théorique; b) réelle.	65
4.2	Évolution d'une couche mince lors du dépôt.	65
4.3	Évaporateur thermique sous vide.	66
4.4	Principe de fonctionnement de l'AFM.	68
4.5	Image de l'AFM pour la surface d'Or.	68
4.6	Image de l'AFM pour la surface d'Argent.	69
4.7	Schéma du montage expérimental d'excitation optique des PS en lumière convergente.	70
4.8	Schéma du montage expérimental.	70
4.9	Principe d'étalonnage du montage.	72
4.10	Première visualisation du phénomène de résonance.	72
4.11	Courbe de réflectivité pour les trois longueur d'onde (a) $\lambda = 510nm$, (b) $\lambda = 590nm$, (c) $\lambda = 630nm$	74
4.12	les images Microscopiques obtenues par microscope Leica 400X -a- Cas de colon normal -b- Règle graduée (1 x 0.01 mm) -c- Cas de colon tumoral	75

4.13	Pile multicouche composée d'un milieu incident (prisme de verre), d'un film d'Or et de muqueuse	77
4.14	Diagramme des admittances loci de la structure SPR avec différentes épaisseurs de film d'Or pour une muqueuse saines et pathologique de personne 1 (S1) et personne 2 (S2) à l'aide du prisme 2S2G	78
4.15	SPR Muqueuse pour une longueur d'onde de (a) 589 nm, (b) 668 nm et (c) 782 nm pour une muqueuse saine et pathologique avec de l'Or (50 nm)	80
4.16	les courbes de (a) sensibilité et (b) angle SPR avec variation de l'indice de réfraction de la muqueuse saine et pathologique pour un prisme 2S2G.	81
4.17	les courbes de (a) FWHM et (b) précision de détection avec variation de l'indice de réfraction de la muqueuse saine et pathologique pour un prisme 2S2G.	81
4.18	Diagramme d'empilement multicouche du biocapteur basé sur Si et $PtSe_2$	84
4.19	Courbe de réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour (a) $d(Au) = 35$ nm, $d(Si) = 5$ nm and (b) $d(Au) = 60$ nm, $d(Si) = 3$ nm	86
4.20	(a)-(f) réflectivité minimale (R_{min}) angle de résonance ($\Delta\theta_{res}$) avec variation de l'épaisseur de l'Or pour 2 nm 3,3 nm 4,4 nm de $PtSe_2$ à Si 3 nm 5 nm 7 nm	88
4.21	Variation de sensibilité pour différentes épaisseurs d'Or et différentes épaisseurs de $PtSe_2$ avec (a) $d(Si) = 2$ nm , (b) $d(Si) = 5$ nm et (c) $d(Si) = 7$ nm une longueur d'onde 632,8 nm	89
4.22	Courbe de DA avec variation de l'épaisseur de l'Or pour (a) $d(Si) = 3$ nm et (b) $d(Si) = 5$ nm	90
4.23	Tracé de FOM avec variation de l'épaisseur de l'or pour (a) $d(Si) = 3$ nm et (b) $d(Si) = 5$ nm	90
A.1	Appareil à coloration automatique des lames	vi
A.2	Polype colorectal vu dans un échantillon chirurgical	viii

Liste des tableaux

2.1	Paramètres de Drude des métaux nobles.	28
3.1	Comparaison des paramètres de performance du capteur SPR pour les deux prismes.	59
4.1	Indice de réfraction des muqueuses saine et pathologique avec different longueurs d'onde.	76
4.2	Admittance et angle d'incidence liés à une muqueuse saine et pathologique.	79
4.3	Données de plage dynamique avec différentes longueurs d'onde pour le métal d'Or et le matériau du prisme <i>2S2G</i>	82
4.4	Paramètres de performance du capteur SPR Courbe de réflectance pour différentes structures.	85
4.5	paramètre de performance pour une combinaison optimisée de l'épaisseur d'Or et de Si du SPR proposé.	87
4.6	Comparaison des travaux proposés avec d'autres capteurs existants.	91

Introduction Générale

La première occurrence des plasmons de surface dans la communauté scientifique a été découverte par R.W. Wood en 1902, lors de son observation des bandes sombres, appelées maintenant anomalies de Wood, dans le spectre de réflectivité spéculaire des réseaux de diffraction [1]. Au début des années 1940, et le développement de la théorie vectorielle, U. Fano présente une première explication vectorielle du phénomène de diffraction par l'implication de l'onde évanescente confinée au voisinage de l'interface diélectrique-métal [2]. En 1957 que Ritchie [3] met un nom sur cette onde confinée et justifie le choix du nom par le fait que les oscillations collectives des électrons de valence ressemblent fortement aux oscillations du plasma dans les charges gazeuses. En 1965, A.Hessel et A. A Oliner présentent une théorie plus générale des anomalies de Wood pour les réseaux métalliques. Ils interprètent ces anomalies provenant du couplage entre l'onde incidente et les modes propres du réseau par l'effet de résonance [4]. S'appuyant sur cette idée, trois ans plus tard A. Otto (1968) montre expérimentalement que ces ondes de surface peuvent être excitées en utilisant la réflexion totale atténuée [5]. Dans la même année, E. Kretchmann et H. Reather obtiennent les mêmes résultats à partir de deux configurations différentes [6].

Aujourd'hui, l'intérêt porté à la détection par résonance plasmonique de surface (ou SPR) d'un signal par l'utilisation d'un montage expérimental optique, est grand, il permet d'apprécier les très faibles variations de l'indice de réfraction. Dès lors, les applications de cette méthode vont être exploitées dans divers domaines. Ces capteurs connaissent donc un grand succès principalement dans le domaine biologique et biomédical, ils sont utilisés pour détecter en temps réel et sans marqueurs fluorescents, des interactions entre enzymes, et substrat, ou encore des interactions ADN/protéines [7].

Notre travail s'articule sur quatre chapitres :

Le premier chapitre traite les généralités des ondes électromagnétiques et leurs propagations dans les différents milieux. De plus, nous présentons la théorie de **Fresnel** et la présentation matricielle d'**Abelès**.

Le second chapitre montre l'approche théorique des plasmons de surface localisés et délocalisés, leurs caractéristiques optiques, leurs applications basées sur le phénomène de réso-

nance en regard de la nécessité de la connaissance des lois d'interaction de la lumière avec la matière. Nous terminons le chapitre par l'exploitation de ce principe dans plusieurs domaines d'applications.

Dans le troisième chapitre, nous nous sommes penchés sur le calcul et la simulation sous MATLAB du modèle mathématique du phénomène physique étudié, ce qui nous permet d'apprécier les propriétés physiques des plasmons de surface et simuler les courbes de réflectivité en se basant sur le principe d'**Abelès** pour un système multicouches et l'influence des paramètres diélectriques et les épaisseurs des différents matériaux qui constituent les couches. Nous étudions également la possibilité d'utiliser ces systèmes comme capteurs pour la détection des milieux biologiques.

Le quatrième et dernier chapitre est consacré à la réalisation du dispositif expérimental, la préparation des couches métalliques, servant de coupleur avec le prisme, par évaporation thermique sous vide et la caractérisation des couches d'Or. Nous avons proposé une application de l'excitation des plasmons de surface pour aider aux diagnostics des pathologies histologiques. Cette méthode permet d'évaluer les variations des paramètres optiques et par corrélation des activités des cellules et des tissus. Cette méthode utilise la variation de l'indice de réfraction (densité du matériau) pour aider les anatomo-pathologistes. La réalisation de la méthode proposée est assurée en utilisant une couche de silicium et une couche $PtSe_2$ pour améliorer la performance du biocapteur.

Et enfin, nous terminerons ce manuscrit par une conclusion générale.

Chapitre 1

État de l'art

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous étudions la propagation de la lumière dans un milieu métallique et nous tirons la relation de l'indice de réfraction à partir des équations de **Maxwell**. Nous insistons sur la réflexion totale et l'onde évanescente à l'interface diélectrique et métal. Nous nous intéressons en particulier au calcul de la réflectance d'une structure multicouche. Nous commençons par le cas le plus simple celui de deux milieux homogènes et isotropes, puis le cas de trois milieux et nous généralisons par la suite pour de n couches (calcul matriciel) pour une incidence normale et une incidence oblique.

1.2 Les ondes électromagnétiques

La propagation de la lumière et les phénomènes qui sont reliés à la nature des ondes électromagnétiques sont interprétés par la théorie de Maxwell, qui établit les relations indépendantes de la nature du milieu de propagation, puis elle les complète par d'autres dépendantes de la nature du milieu [8].

1.3 les équations de Maxwell

Un champ électromagnétique dans le vide est caractérisé par deux vecteurs : le vecteur champ électrique \vec{E} et le vecteur champ magnétique \vec{H} . L'interaction d'un tel champ avec un milieu matériel est décrite par les équations de **maxwell**, (les équations 1.1- 1.4 en MKSA) [9] :

$$\vec{\text{rot}}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\vec{\text{rot}}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (1.4)$$

ρ est la densité volumique la charge du milieu.

\vec{j} est le vecteur densité du courant électrique relié a \vec{E} par

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

Où \vec{E} représente le vecteur champ électrique (V/m), \vec{B} l'induction magnétique (*Tesla*), \vec{D} Le vecteur déplacement électrique (C/m^2) et \vec{H} le champ magnétique (A/m^2). Rappelons que les deux dernières grandeurs sont introduites pour tenir compte des effets du champ sur la matière. Pour obtenir une détermination unique des champs vecteurs. D'après les équations de **Maxwell**, il vient l'équation d'onde suivante, déterminée pour un milieu non chargé [10](équation 1.5) :

$$\Delta \vec{E} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.5)$$

avec ε la permittivité absolue (F/m), μ la perméabilité (H/m), σ la conductivité électrique (S/m).

1.4 Détermination des indices complexes

Lorsque la lumière se propage dans un métal, son champ électrique \vec{E} produit un courant, dont l'intensité est donnée par la loi d'**Ohm** [11]. À partir des équations de **Maxwell**, et dans un milieu sans charges excédentaires ($\rho = 0$) on trouve l'équation suivante :

$$\Delta \vec{E} - \mu_r \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.6)$$

Δ : Laplacien, ε_0 et μ_0 la permittivité et la perméabilité du vide respectivement.

$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ (ε_r est la permittivité relative).

$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$ (μ_r est la perméabilité relative).

Pour les fréquences optiques, μ est toujours égal à l'unité, d'où $\mu_r = \mu_0$. Le second terme de (1.6) est un terme d'amortissement qui dépend de la conductivité du milieu : l'onde est donc atténuée, c'est-à-dire que la lumière est absorbée dans un milieu conducteur [12]

Si maintenant on considère une onde plane progressive suivante $z \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} = 0$, l'équa-

tion d'onde devient [13] :

$$\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma(\omega) E_x = -\frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (1.7)$$

$$-\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (1.8)$$

Où les composantes E_x et H_y ont pour expressions :

$$E_x = E_0 e^{i(\omega t - \frac{\omega \tilde{n}}{c} z)} \quad (1.9)$$

$$H_y = H_0 e^{i(\omega t - \frac{\omega \tilde{n}}{c} z)} \quad (1.10)$$

Avec $C = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ la vitesse de la lumière dans le vide.

En substituant l'équation (1.9) et (1.10) dans les équations (1.7) et (1.8) on trouve les relations

$$(i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r + \sigma(\omega)) E_0 = i\omega \frac{\tilde{n}(\omega)}{C} H_0 \quad (1.11)$$

$$\mu_0 H_0 = \frac{\tilde{n}(\omega)}{C} E_0 \quad (1.12)$$

On définit l'indice complexe du milieu par :

$$\tilde{n}^2(\omega) = \varepsilon_r - i\sigma/\omega\varepsilon_0 \quad (1.13)$$

et comme

$$\tilde{n}(\omega) = n + ik \quad (1.14)$$

on peut écrire :

$$\tilde{n}^2(\omega) = \tilde{\varepsilon} = n^2 - k^2 - i2nk \quad (1.15)$$

avec

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) \quad (1.16)$$

ce qui donne les parties réelles et imaginaires par identification, on trouve

$$\varepsilon_1(\omega) = n^2 - k^2 \quad ; \quad \varepsilon_2(\omega) = 2nk = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} \quad (1.17)$$

À partir de l'équation (1.17) on peut exprimer n et k en fonction de ε_1 et ε_2

$$n = \sqrt{\left(\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1\right) / 2} \quad ; \quad k = \sqrt{\left(\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \varepsilon_1\right) / 2} \quad (1.18)$$

ici n et k représente **l'indice de réfraction** et **l'indice d'extinction** respectivement où

l'indice complexe écrit sous la forme :

$$\tilde{n} = \sqrt{n^2 + k^2} e^{-i\gamma} \quad (1.19)$$

γ représente la différence de phase entre \vec{E} et \vec{H} qui est donnée par :

$$\tan \gamma = \frac{k}{n} \quad (1.20)$$

on peut mettre le champ \vec{E} et \vec{H} sous la forme :

$$E_x = E_0 e^{i(\omega t - \frac{\omega}{c}(n-ik)z)} \quad (1.21)$$

$$H_x = \tilde{n} E_0 e^{i(\omega t - \frac{\omega}{c}(n-ik)z)} \quad (1.22)$$

$$= \sqrt{n^2 + k^2} E_0 e^{-i\gamma} e^{-\frac{\omega k z}{c}} e^{i(\omega t - \frac{\omega n z}{c})} \quad (1.23)$$

- Le terme $E_0 e^{-\frac{\omega k z}{c}}$ traduit l'atténuation de l'amplitude de l'onde au cours de sa propagation.
- On considère comme étant **la profondeur de pénétration** du conducteur, puisque l'amplitude de l'onde décroît exponentiellement.

1.5 La réflexion totale interne

Ce phénomène a été découvert par **Newton** [14], puis confirmé expérimentalement en 1947 par **F. Goos** et **H. L. Hainchen**[15]. En effet, lorsqu'une onde optique incidente plane arbitrairement polarisée arrive sur l'interface de deux milieux transparents, ayant des indices de réfraction n_0 et n_1 avec n_0 supérieur à n_1 . l'onde incidente se retrouve dans le même milieu à partir d'un certain angle d'incidence plus grand que l'angle critique θ_c donné par :

$$\sin \theta_c = \frac{n_1}{n_0} \quad (1.24)$$

Dans ce cas les coefficients de **Fresnel** sont complexes [16]. La radiation incidente au-dessus de l'angle critique à une grande vitesse le long de l'interface plane qui ne peut être supportée par le deuxième milieu (1). Pour cette radiation incidente du premier milieu (0), les oscillations du champ provoquent des charges dans ce même milieu (0) et à l'interface (1-0). Quoique la radiation soit totalement réfléchi dans le milieu (1) : les champs évanescents [17]. le vecteur d'onde de l'onde évanescente étant complexe, sa composante normale est imaginaire pure, elle résulte en une décroissance exponentielle de l'amplitude de cette onde lorsqu'on s'éloigne de l'interface des deux milieux. En revanche sa composante parallèle est d'une part réelle ; correspondant à une propagation de l'onde évanescente le long de l'interface, l'onde évanescente est donc une onde de surface. Sa composante parallèle est d'autre part supérieur en module à $\frac{n}{c}\omega$ [18].

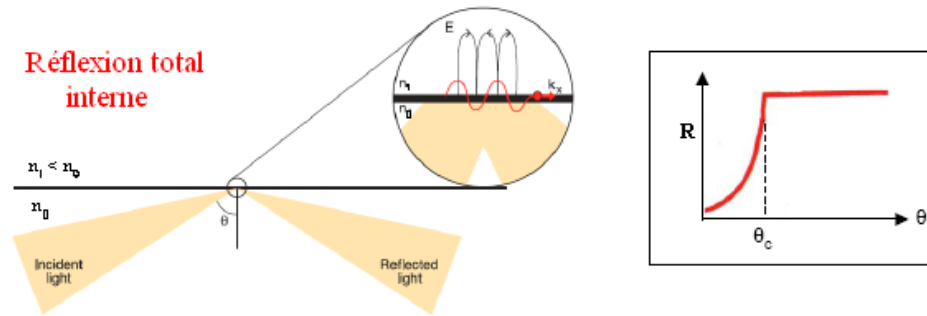


FIGURE 1.1 – Réflexion totale interne.

Il est important de préciser à ce niveau que ces formules établies à partir de deux milieux diélectriques, sont générales et s'appliquent à tout type de milieux. En effet, il a été démontré qu'elles sont valides même dans le cas de réflexions totales et de réflexions à la surface de milieux absorbants et métalliques [19].

- Lorsque $n_0 > n_1$ et $\theta_i > \theta_t$, l'onde n'est plus homogène, elle est totalement réfléchi dans le milieu (1) réflexion totale et l'angle θ_t de l'onde transmise est complexe [20].

$$\sin \theta_t = \frac{n_1}{n_0} = n \quad (1.25)$$

$$\sin \theta_t = \frac{n_0}{n_1} \sin \theta_i \quad (1.26)$$

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \sin^2 \theta_i} \quad (1.27)$$

$$\cos \theta_t = \pm i \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_i}{n^2} - 1} \quad (1.28)$$

Alors, on l'obtient une onde transmise :

$$E_t = tE_0 \exp [i(kx - \omega t)] \left[\frac{\omega n_0}{c} \sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2} \right] z \quad (1.29)$$

1.6 Continuité des vecteurs d'onde et des champs à une interface. Loi de Snell-Descartes

cette section définit la loi de **Snell-Descartes** [21] à une interface qui sera utilisée plus loin dans les chapitres.

1.6.1 Loi de Snell-Descartes à une interface diélectrique-diélectrique

Considérant la lumière de fréquence ω et le vecteur d'onde \tilde{k} incident sur à la frontière entre deux milieux isotropes diélectriques homogènes. la figure 1.2 présente la géométrie du problème pour s ou polarisations électriques transversales (TE , graphe de gauche) et p ou polarisations magnétiques transversales (TM graphe de droite) [22]. cette onde plane est divisée en une onde transmise avec un vecteur d'onde \tilde{k}^t qui se propage dans le second milieu et une onde réfléchié avec un vecteur d'onde \tilde{k}^r qui se propage dans le premier moyen. Le plan d'incidence est défini par \tilde{k} et la normale \tilde{n} à la frontière.

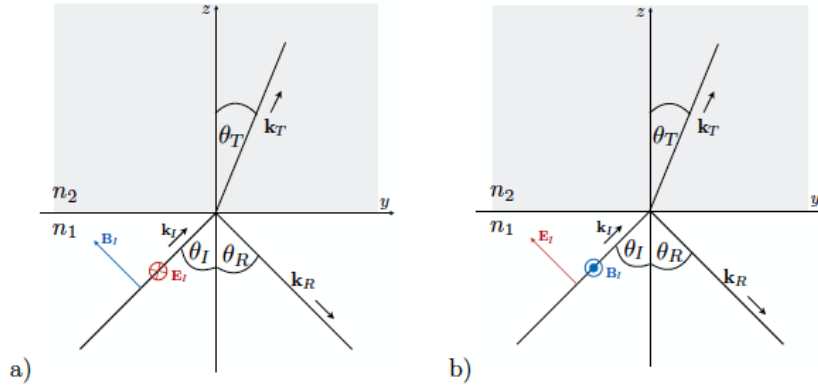


FIGURE 1.2 – loi Snell-Descartes.

Les champs électriques de l'incident, onde réfléchié et réfractées sont lues

$$\vec{E}_i = \vec{E}_0 e^{(i\vec{k}^i \cdot \vec{r} - i\omega t)} \quad ; \quad \vec{E}_r = \vec{E}_0 e^{(i\vec{k}^r \cdot \vec{r} - i\omega t)}; \vec{E}_t = \vec{E}_0 e^{(i\vec{k}^t \cdot \vec{r} - i\omega t)} \quad (1.30)$$

les vecteurs d'onde

$$k_i = k_r = k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_t} \quad ; \quad k_t = k_t = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_t} \quad (1.31)$$

A la frontière entre les deux milieux ($z = 0$), la variation temporelle des champs secondaires doit être la même que celle du champ primaire incident. Par conséquent, à $z = 0$ tous les facteurs de phases sont égaux [23]

$$(\vec{k}_i \cdot \vec{r})_{z=0} = (\vec{k}_t \cdot \vec{r})_{z=0} = (\vec{k}_r \cdot \vec{r})_{z=0} \quad ; \quad k_x^i = k_x^t = k_x^r \quad ; \quad n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t = n_r \sin \theta_r \quad (1.32)$$

La deuxième identité a une interprétation géométrique, notamment que les trois vecteurs d'onde k_I, k_R, k_T doivent être contenus dans un même plan, le plan d'incidence. De l'égalité de la composante y , il s'ensuit que

$$\sin \theta_i = \sin \theta_r \quad ; \quad \theta_i = \theta_r \quad (1.33)$$

Il s'agit du célèbre résultat que l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion. De même il s'écoule que

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta \quad (1.34)$$

La fameuse loi de réfraction de **Snell-Descartes**.

1.6.2 Champs propagateurs et ondes évanescentes à l'interface diélectrique-diélectrique

Le phénomène de réflexion totale frustrée est bien connu. Il s'observe lorsque la lumière se propage dans un milieu d'indice $n_t < n_i$, dès que l'angle d'incidence θ_i du faisceau est supérieur à une valeur critique θ_c définie par la relation $n_i \sin \theta_c = n_t$. Dans un tel cas, toute l'énergie incidente se trouve réfléchi vers le premier milieu et on parle alors de **réflexion totale**. Malgré cette **réflexion totale** de la lumière, on peut constater néanmoins l'existence d'une perturbation électromagnétique dans le second milieu où il est malgré tout possible de détecter une onde. À cause de sa structure particulière qui lui impose de ne se propager qu'au voisinage immédiat de la surface de séparation des deux milieux, cette onde est dite **évanescences** [24].

En fonction des fonctions matérielles des deux supports, les champs réfléchis et y transmis d'une interface se comportent différemment :

- $n_t > n_i$, le deuxième milieu est optiquement plus dense. Dans ce cas, il y a un angle réel de réflexion θ_t pour tout angle d'incidence $\theta_i \in [0, 90]$. Quel que soit l'angle d'incidence, les ondes planes électromagnétiques généreront une onde de propagation dans le second milieu.

- $n_t < n_i$, ici on peut introduire un angle critique $\theta_c < 90$: $\theta_c = \arcsin n_t/n_i$

1. $\theta_i < \theta_c$: l'angle de réfraction θ_t est réel, la lumière est transmises dans la seconde milieu.

$$\sin \theta_t = \frac{n_i \sin \theta_i}{n_t}$$

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \frac{n_i^2 \sin^2 \theta_i}{n_t^2}}$$

2. $\theta_i \geq \theta_c$: pas d'ondes transmise dans le second milieu, les ondes sont évanescentes. La réflexion interne totale a lieu si $\theta_i > \theta_c$ se propage le long de l'interface lorsque l'angle de réflexion θ_t donne par :

$$\sin \theta_t > \frac{n_i \sin \theta_i}{n_t}$$

$$\sin \theta_t > 1$$

$$\cos^2 \theta_t < 1$$

, car

$$\cos^2 \theta_t = 1 - \sin^2 \theta_t$$

$\cos \theta_t$ est donc complexe, et se présente sous la forme :

$$\cos \theta_t = \pm i \sqrt{\frac{n_i^2 \sin^2 \theta_i}{n_t^2} - 1}$$

Cela nous permet de définir à nouveau les différentes composantes du vecteur d'onde de l'onde transmise, à savoir :

$$k_x^t = \frac{n_i \sin \theta_i}{n_t}$$

$$k_z^t = \pm i k_t \sqrt{\frac{n_i^2 \sin^2 \theta_i}{n_t^2} - 1}$$

Le champ électrique transmis s'écrit maintenant

$$\vec{E}^t = \vec{E}_0^t \exp(i(k_x^t x + k_z^t z) - i\omega t) \quad (1.35)$$

nous obtenons

$$\vec{E}^t = \vec{E}_0 \exp(i(\frac{n_i \sin \theta_i}{n_t} x) - i\omega t) \exp\left(\pm i k_t \sqrt{\frac{n_i^2 \sin^2 \theta_i}{n_t^2} - 1} z\right) \quad (1.36)$$

Ainsi l'onde évanescente, qui a une structure progressive dans la direction Ox , voit-elle son amplitude décroître exponentiellement dans la direction Oz . C'est à cause de cette décroissance exponentielle qu'elle n'est détectable qu'à une distance très faible de la surface de séparation des deux milieux. Par convention sa **profondeur de pénétration** δ dans le second milieu est définie comme la distance pour laquelle son amplitude $E_0 \exp(-\tilde{k}z)$ devient égale à E_0/e soit :

$$\delta = \frac{1}{2k_0 \sqrt{n_i^2 \sin^2 \theta_i - n_t^2}} \quad (1.37)$$

Où λ est la longueur d'onde de la lumière incidente. La profondeur de pénétration δ est indépendante de la polarisation de la lumière incidente et diminue avec l'augmentation de θ_i .

Sans nous y arrêter, notons que cette structure inusuelle de l'onde évanescente a d'importantes conséquences en spectroscopie de surface, tant en spectroscopie atomique [25], que Raman [26] ou infrarouge [13] et plus particulièrement en spectroscopie A. T. R (atténuation totale réflexion) : pour comparer deux bandes d'un spectre A. T. R. Il faut tenir compte du

fait que la profondeur de pénétration de l'onde (et donc l'épaisseur d'échantillon analysé) dépend de la longueur d'onde et qu'elle n'est donc pas identique pour chaque bande du spectre[27].

1.6.3 Loi de Snell-Descartes à une interface diélectrique-métal

Puisque l'indice de réfraction du métal \tilde{n}_t est complexe, l'angle de transmission θ_t n'est plus a une relation simple avec l'angle de réfraction. Alors, comment la loi **Snell-Descartes** change-t-elle si certaines fonctions matérielles sont complexes ? On considère une onde électromagnétique propagée dans un milieu diélectrique dans un métal, les deux milieux étant supposés être d'une étendue infinie. Par analogie avec équation (1.34) la loi de la réfraction est

$$n_i \sin \theta_i = \tilde{n}_t \sin \theta_t \quad (1.38)$$

$$\sin \theta_t = \frac{n_i \sin \theta_i}{n_t + ik_t} = \frac{n_i(n_t + ik_t) \sin \theta_i}{n_t^2 + k_t^2} \quad (1.39)$$

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} = \sqrt{1 - \frac{n_i^2(n_t^2 - k_t^2) \sin^2 \theta_i}{(n_t^2 + k_t^2)^2} + \frac{(2in_i^2 n_t k_t) \sin^2 \theta_i}{(n_t^2 + k_t^2)^2}} \quad (1.40)$$

1.7 Méthode du calcul

Une onde lumineuse incidente monochromatique peut être représentée par une onde plane ; qui est caractérisée par un champ électrique peut s'écrire [28], en notation complexe, sous la forme :

$$\vec{E}_t = E_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r})\vec{e} \quad (1.41)$$

où ω est la pulsation de l'onde. λ est la longueur d'onde dans le vide. \vec{k} est le vecteur d'onde dans le milieu ambiant. \vec{e} est le vecteur unitaire dans la direction de propagation(ici l'axe z).

1.8 Coefficient de Fresnel et la réflectance

Dans le cas d'une onde plane uniforme arrivant obliquement sur une interface séparant deux milieux diélectriques, on prend en considération la polarisation de la lumière $TE(s)$ et $TM(p)$ ainsi que la prise en compte des conditions aux limites pour les amplitudes, les relations de continuité en $z = 0$ entre les composantes tangentielles \vec{E} et \vec{H} s'écrivent [29, 30] :

1.8.1 Polarisation TM

$$E_i \cos \theta_0 + E_r \cos \theta_0 = E_t \cos \theta_1 \quad (1.42)$$

E_i, H_i étant l'amplitude complexe de l'onde incidente.

E_r, H_r étant l'amplitude complexe de l'onde réfléchie.

E_t, H_t étant l'amplitude complexe de l'onde transmise.

composante magnétique parallèle à la frontière, continue à travers elle

$$H_i + H_r = H_t \quad (1.43)$$

$$H = \eta E$$

η_0, η_1 étant l'admittance optique pour le milieu d'indice n_0 et le milieu d'indice n_1 respectivement.

$$\eta_0 E_i + \eta_0 E_r = \eta_1 E_t \quad (1.44)$$

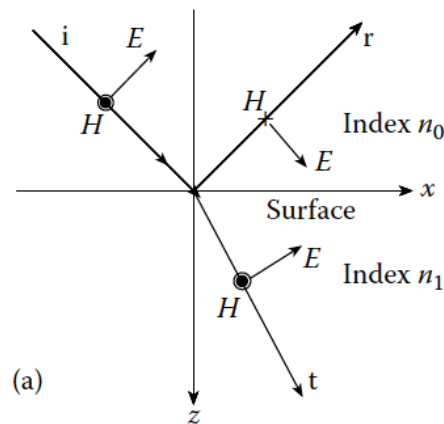


FIGURE 1.3 – Réflexion et réfraction de la lumière sur une interface plane entre deux milieux isotropes et homogènes en mode TM.

On obtient les amplitudes réfléchies et transmises suivant :

$$r_p = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\eta_0 \cos \theta_1 - \eta_1 \cos \theta_0}{\eta_0 \cos \theta_1 + \eta_1 \cos \theta_0}; \quad t_p = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\eta_0 \cos \theta_0}{\eta_0 \cos \theta_1 + \eta_1 \cos \theta_0} \quad (1.45)$$

En résolvant le système, nous obtenons les coefficients de réflexion et de transmission :

$$R_p = r_p^2; \quad T_p = \frac{n_1}{n_0} t_p^2 \quad (1.46)$$

Si l'incidence est voisine de la normale, on peut assimiler les sinus et les tangents aux angles

et les cosinus à un, d'où :

$$r_p = \frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1} = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}; \quad t_p = \frac{2\eta_0}{\eta_0 + \eta_1} = \frac{2n_0}{n_0 + n_1} \quad (1.47)$$

1.8.2 Polarisation TE

De la même façon, nous pouvons obtenir les coefficients de réflexion et de transmission de **Fresnel** pour la polarisation TE, la figure (1.4) donne une idée sur les sens des composantes perpendiculaires des champs électrique et magnétique. Les équations des coefficients sont données par les relations suivantes :

$$H_i = \eta_0 \cos \theta_0 E_i$$

$$H_r = \eta_0 \cos \theta_0 E_r$$

$$H_t = \eta_1 \cos \theta_1 E_t$$

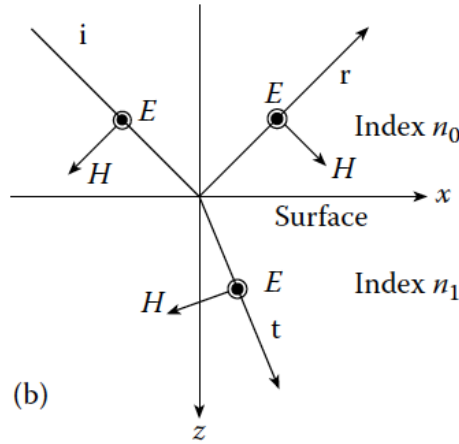


FIGURE 1.4 – Réflexion et réfraction de la lumière sur une interface plane entre deux milieux isotropes et homogènes en mode TE.

E_i, H_i étant l'amplitude complexe de l'onde incidente.

E_r, H_r étant l'amplitude complexe de l'onde réfléchie.

E_t, H_t étant l'amplitude complexe de l'onde transmise.

Et ici nous avons encore une orientation des composantes tangentielles exactement comme pour la lumière de l'incidence oblique, et donc on peut écrire :

$$r_s = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\eta_0 \cos \theta_0 - \eta_1 \cos \theta_1}{\eta_0 \cos \theta_0 + \eta_1 \cos \theta_1}; \quad t_s = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\eta_0 \cos \theta_0}{\eta_0 \cos \theta_0 + \eta_1 \cos \theta_1} \quad (1.48)$$

$$R_s = \left[\frac{\eta_0 \cos \theta_0 - \eta_1 \cos \theta_1}{\eta_0 \cos \theta_0 + \eta_1 \cos \theta_1} \right]^2; \quad T_s = \frac{4\eta_0 \cos \theta_0 \eta_1 \cos \theta_1}{(\eta_0 \cos \theta_0 + \eta_1 \cos \theta_1)^2} \quad (1.49)$$

1.9 Réflexion et transmission de Fresnel : deux interfaces

Considérons le cas d'un film milieu (1) d'une épaisseur d_1 entre deux milieux semi-infinis l'ambient milieu (0), et le substrat milieu (2), ces trois milieux étant homogènes et isotropes avec des indices de réfraction n_0 , n_1 et n_2 respectivement, θ_i l'angle d'incidence dans l'ambient, θ_1 l'angle de réfraction dans le film et θ_2 celui du substrat (voir figure 1.5).

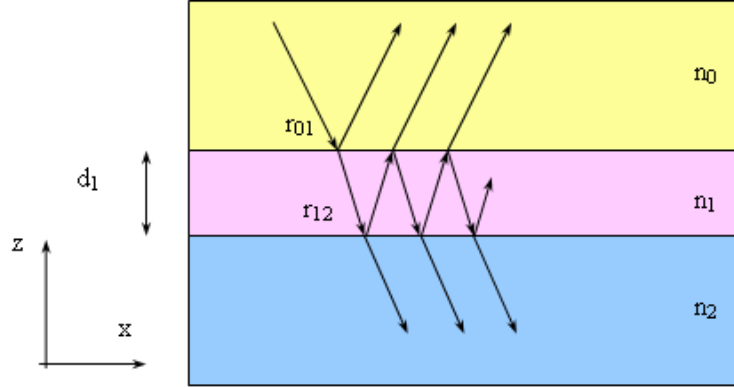


FIGURE 1.5 – Réflexion et transmission d'un système à trois milieux (ambient film substrat).

$$\delta = \frac{\omega}{C} n_1 d \cos \theta_1 \quad (1.50)$$

avec $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$, δ peut s'écrire aussi en utilisant la loi de Snell l'équation (1.38)

$$\delta = \frac{\omega}{c} d \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_i} \quad (1.51)$$

On obtient ainsi les amplitudes réfléchies suivantes :

Pour rayon 1 : r_{01}

Pour rayon 2 : $t_{01} r_{12} t_{10} e^{-2i\varphi} = t_{01} t_{10} r_{12} e^{-2i\varphi}$

Pour rayon n : $t_{01} r_{12} t_{10} (r_{12} r_{10} e^{-2i\varphi})^{n-2} e^{-2i\varphi}$

Les coefficients de réflexion globale du système sont la somme de toutes ces amplitudes. Il peut s'exprimer comme une suite géométrique de raison $r_{12} r_{10} e^{-2i\varphi}$ ce calcul donne en utilisant les relations bien connues : $r_{01} = r_{10}$ et $t_{01} t_{10} = 1 - r_{01}^2$. On décrit l'amplitude de l'onde réfléchie E_r par :

$$E_r = E_i \{ r_{01} + t_{01} t_{12} t_{10} e^{-2i\varphi} + t_{01} r_{12} r_{01} t_{10} e^{-2i\varphi} \} \quad (1.52)$$

Alors :

$$E_r = E_i \left\{ \frac{r_{01} + r_{12} e^{-2i\varphi}}{1 + r_{01} r_{12} e^{-2i\varphi}} \right\} \quad (1.53)$$

L'équation ci-dessus jointe aux définitions précédentes permet de calculer le coefficient de réflexion en polarisation P :

$$R_p = |r_p|^2 = \left| \frac{r_{01} + r_{12}e^{-2i\varphi}}{1 + r_{01}r_{12}e^{-2i\varphi}} \right|^2 \quad (1.54)$$

Comme on donne l'amplitude de l'onde transmise globale par :

$$E_t = E_i \{ t_{01}t_{12}e^{-3i\varphi} + t_{01}r_{12}r_{10}r_{12}e^{-i\varphi} + t_{01}r_{12}^2r_{10}^2r_{12}e^{-5i\varphi} \} \quad (1.55)$$

$$E_t = E_i \left\{ \frac{t_{01}t_{12}e^{-2i\varphi}}{1 + r_{01}r_{12}e^{-2i\varphi}} \right\} \quad (1.56)$$

Nous avons déjà défini la transmittance par :

$$T = \frac{n_2 |E_t|^2 \cos \theta_2}{n_0 |E_i|^2 \cos \theta_i} \quad (1.57)$$

Son expression finale sera alors :

$$T = \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_0 \cos \theta_i} \left| \frac{t_{01}t_{12}e^{-2i\varphi}}{1 + r_{01}r_{12}e^{-2i\varphi}} \right|^2 \quad (1.58)$$

1.9.1 Calcul de la réflectivité dans un système multicouches

Si l'on considère les réflexions multiples par un système multicouches, le calcul des coefficients de réflexion et de transmission, par sommation des toutes ces amplitudes directe par l'utilisation des formules de **Fresnel**, est trop compliqué. Ce problème se complique encore plus si on est en présence de nombre fini d'interfaces successives et incidence oblique[31].

Dans ce cas, une méthode plus générale est la méthode matricielle développée initialement par Abèles[32], qui permet de calculer les coefficients de réflexion r_s et r_p à partir des constantes optiques et des épaisseurs du film mince, de celles du substrat, du milieu ambiant et l'angle incidence[33].

Ce modèle matriciel permet d'explicitier le champ électromagnétique après une réflexion sur une structure multicouches supposé le champ infinis dans le plan perpendiculaire au plan incidences.[34].

Pour un système N couches, chaque couche k caractérisée par (n_k, k_k, d_k) . Le principe du calcul que nous avons choisi pour déterminer la réflectivité de la lumière est basé sur un système multicouches (figure 1.6).

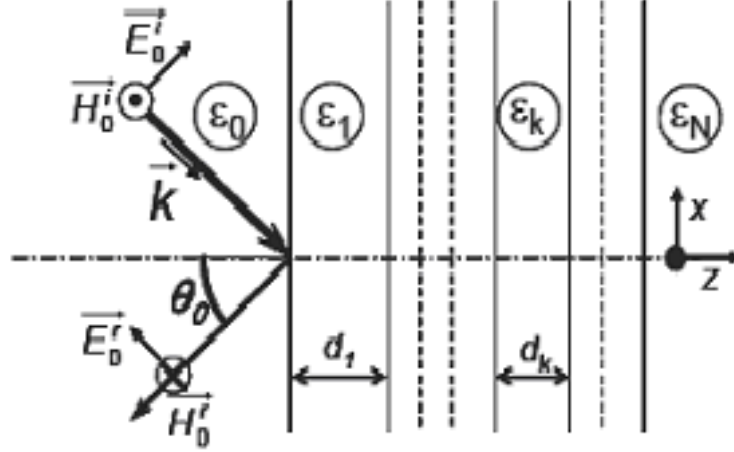


FIGURE 1.6 – Schéma d'un système multicouche.

Cette représentation matricielle permet de revoir les amplitudes des composantes tangentes du champ électromagnétique à l'interface entre les couches k et $k + 1$; les amplitudes E_1 et H_1 de la composante tangentes du champ résultat de la première interface sont reliées à celle de E_{N-1} et H_{N-1} du champ résultat de la dernière interface $N - 1$ par les matrices de passage qui s'expriment donc comme suit :

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = [M] \times \begin{bmatrix} E_{N-1} \\ H_{N-1} \end{bmatrix} \quad (1.59)$$

On peut dire à partir de cette équation que la matrice de passage représente toutes les couches, sauf la première et la dernière. Les éléments de la matrice résultante \mathbf{M} , définis par le produit des matrices M_k noté $(M_{11}, M_{12}, M_{21}, M_{22})$. Pour ce système, la matrice \mathbf{M} est donnée par :

$$M = \prod_{k=1}^{N-1} M_k = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (1.60)$$

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & r_{01} \\ r_{01} & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & r_{12} \\ r_{12}e^{-2i\varphi} & e^{-2i\varphi} \end{pmatrix} \times \dots \times \begin{pmatrix} 1 & r_{(k-1)k} \\ r_{(k-1)k}e^{-2i\varphi} & e^{-2i\varphi} \end{pmatrix} \quad (1.61)$$

Dans le cas d'une onde polarisée-p (**TM**), La continuité des composantes du champ conduit à la définition des matrices de passage M_k :

$$M_k^p = \begin{bmatrix} \cos \delta_k & \frac{-i \sin \delta_k}{\eta_k^p} \\ -i\eta_k^p \sin \delta_k & \cos \delta_k \end{bmatrix} \quad (1.62)$$

Ou on déduit η_k l'admittance optique :

$$\eta_k^p = \left(\frac{\mu_k}{\epsilon_k} \right)^{1/2} \cos \theta_k \quad (1.63)$$

$$= \frac{2\Pi d_k}{\lambda} \left(\frac{\mu_k}{\epsilon_k} \right)^{1/2} (\epsilon_k - \epsilon_0 \sin^2 \theta_i)^{1/2} \quad (1.64)$$

et δ_k le déphasage induit par chaque interface

$$\delta_k = \frac{2\Pi}{\lambda} n_k d_k \cos \theta_k \quad (1.65)$$

Dans le cas d'une onde polarisée -s (**TE**). L'admittance optique est écrite sous la forme suivante :

$$\eta_k^s = \left(\frac{\mu_k}{\epsilon_k} \right)^{1/2} \cos \theta_k \quad (1.66)$$

La matrice de passage M_k s'écrit alors :

$$M_k^s = \begin{bmatrix} \cos \delta_k & \frac{-i \sin \delta_k}{\eta_k^s} \\ -i\eta_k^s \sin \delta_k & \cos \delta_k \end{bmatrix} \quad (1.67)$$

Finalement, l'expression générale de la réflectivité **R** en fonction des coefficients de réflexion de **Fresnel** et des termes de la matrice résultante **M** est obtenue par [35] :

$$R_p = |r_p|^2 = \left| \frac{(M_{11}^p + M_{12}^p \eta_N^p) \eta_1^p - (M_{21}^p + M_{22}^p \eta_N^p)}{(M_{11}^p + M_{12}^p \eta_N^p) \eta_1^p + (M_{21}^p + M_{22}^p \eta_N^p)} \right|^2 \quad (1.68)$$

$$R_s = |r_s|^2 = \left| \frac{(M_{11}^s + M_{12}^s \eta_N^s) \eta_1^s - (M_{21}^s + M_{22}^s \eta_N^s)}{(M_{11}^s + M_{12}^s \eta_N^s) \eta_1^s + (M_{21}^s + M_{22}^s \eta_N^s)} \right|^2 \quad (1.69)$$

Pour une incidence oblique , l'admittance optique s'écrit sous la forme [36] :

1. Pour un milieu absorbant (métal) :

$$\eta_m^s = \frac{(n_m^2 - k_m^2 - n_p^2 \sin^2 \theta_i - 2in_m k_m)^{1/2}}{\cos \theta_i}$$

$$\eta_m^p = \frac{(n - ik_m)^2}{\eta_m^s}$$

2. Pour un milieu diélectrique (sample) :

$$\eta_{sample}^s = \frac{y_{sample} \cos \theta_{sample}}{\cos \theta_i}$$

$$\eta_{sample}^p = \frac{y_{sample} \cos \theta_i}{\cos \theta_{sample}}$$

avec les admittances optiques de milieu sample est donnée par $y_{sample} = n_{sample}y_0$ et $y_0 = \frac{1}{377}$ est l'admittance optique dans le vide et leur unité est Gaussin. $\cos \theta_i$, $\cos \theta_{sample}$ respectivement sont l'angle l'incidence et l'angle correspondant au milieu diélectrique.

1.9.2 Cas d'un film unique

Premièrement nous considérons la réflectance de couche (N_1). sur le substrat (N_2). La relation entre les composantes tangentielles des deux champs E et à l'entrée (a) et à la sortie (b) du film sont reliées par [37] :

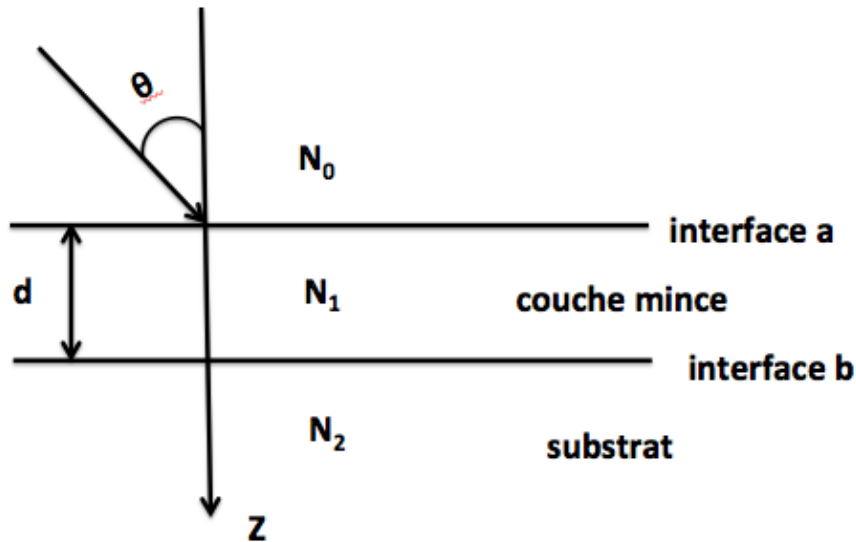


FIGURE 1.7 – Diagramme schématique et notation utilisés pour l'analyse théorique à l'interface de (a) deux matériaux différents, qui ont des indices de réfraction complexes, N_0 et N_1 ; et (b) multicouches avec une épaisseur de film mince d avec un indice de réfraction N_1 sur un substrat d'indice de réfraction N_2 . Le faisceau lumineux est incident obliquement de N_0 à N_1 , la direction du champ E est hors du papier et le champ H est continu à la frontière.

$$\begin{cases} E_b = E_{1b}^+ + E_{1b}^- \\ H_b = H_{1b}^+ + H_{1b}^- \end{cases} \quad (1.70)$$

où le signe (+) indique la direction positive de z , et le signe (-) indique la direction opposée, et δ_0 est le facteur de phase pour le film mince. ce facteur est en fonction de l'index de réfraction, l'épaisseur, l' angle d'incidence et la longueur d'onde est donnée par [38] :

$$\delta_0 = \frac{2\pi}{\lambda} d n_0 \cos \theta_0$$

$$\begin{cases} E_b = E_{1b}^+ + E_{1b}^- \\ H_b = \eta_1 E_{1b}^+ - \eta_1 E_{1b}^- \end{cases} \quad (1.71)$$

Où E_b et H_b représentent les résultats par conséquent :

$$\begin{cases} E_{1b}^+ = 1/2(H_b/\eta_1 + E_b) \\ E_{1b}^- = 1/2(-H_b/\eta_1 + E_b) \end{cases} \quad (1.72)$$

$$\begin{cases} H_{1b}^+ = \eta_1 E_{1b}^+ = 1/2(H_b + \eta_1 E_b) \\ H_{1b}^- = -\eta_1 E_{1b}^- = 1/2(H_b - \eta_1 E_b) \end{cases} \quad (1.73)$$

En utilisant les équations (1.72) et (1.73) pour écrire les valeurs du champ électrique E et du champ magnétique H a l'interface comme suit :

$$\begin{cases} E_{1a}^+ = E_{1b}^+ e^{i\delta} = 1/2(H_b/\eta_1 + E_b) e^{i\delta} \\ E_{1a}^- = E_{1b}^- e^{-i\delta} = 1/2(-H_b/\eta_1 + E_b) e^{-i\delta} \end{cases} \quad (1.74)$$

$$\begin{cases} H_{1a}^+ = H_{1b}^+ e^{i\delta} = \eta_1 E_{1b}^+ = 1/2(H_b + \eta_1 E_b) e^{i\delta} \\ H_{1a}^- = H_{1b}^- e^{-i\delta} = -\eta_1 E_{1b}^- = 1/2(H_b - \eta_1 E_b) e^{-i\delta} \end{cases} \quad (1.75)$$

$$E_a = E_{1a}^+ + E_{1a}^- \quad (1.76)$$

$$= E_b \left(\frac{e^{i\delta} + e^{-i\delta}}{2} \right) + H_b \left(\frac{e^{i\delta} - e^{-i\delta}}{2\eta_1} \right) \quad (1.77)$$

Alors on peut simplifier E_a avec

$$E_a = E_b \cos \delta + H_b i \frac{\sin \delta}{\eta_1} \quad (1.78)$$

$$H_a = H_{1a}^+ + H_{1a}^- \quad (1.79)$$

$$= E_b \eta_1 \left(\frac{e^{i\delta} - e^{-i\delta}}{2} \right) + H_b \left(\frac{e^{i\delta} + e^{-i\delta}}{2} \right) \quad (1.80)$$

Alors on peut simplifier H_a avec

$$H_a = E_b i \eta_1 \sin \delta + H_b \cos \delta \quad (1.81)$$

On peut écrire les équations sous la forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} E_a \\ H_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_0 & \frac{-i \sin \delta_0}{\eta_0^s} \\ -i \eta_0^s \sin \delta_0 & \cos \delta_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix} \quad (1.82)$$

Les composantes tangentielles de E et H sont continues à travers une interface et comme il n'y a qu'une onde positive dans le substrat, cette relation relie les composantes tangentielles de E et H de l'incident de l'interface avec les composantes tangentielles de E et H transmises par l'interface final. La matrice $2 * 2$ sur le côté droit de l'équation (1.84) est connue sous le nom de matrice de caractéristique du film mince.

on a l'admittance équivalente Y_e qui s'écrit sous la forme :

$$Y_e = \frac{H_a}{E_a} \quad (1.83)$$

Si on pose $Y_e = \frac{C}{B}$ l'équation (1.83) devient :

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_0 & \frac{-i \sin \delta_0}{\eta_0} \\ -i \eta_0 \sin \delta_0 & \cos \delta_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix} \quad (1.84)$$

η_0 l'admittance de milieu ambiant.

η_1 l'admittance du substrat.

La résolution de ce système donne :

$$r = \frac{\eta_0 - Y_e}{\eta_0 + Y_e} \quad (1.85)$$

La réflectance s'écrit sous la forme :

$$R = \left(\frac{\eta_0 - Y_e}{\eta_0 + Y_e} \right)^2 \quad (1.86)$$

Chapitre 2

La théorie des plasmons de surface

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous commencerons par un rappel général sur la théorie des plasmons de surface et nous allons décrire dans les premiers paragraphes des ondes particulières, solution des équations de Maxwell. Ceci nous amène à définir dans ce chapitre la profondeur de pénétration ou l'extension spatiale de ces ondes et dans des descriptions comme les plasmons de surface pouvant se coupler à la lumière suivant certaines conditions et nous décrirons finalement les différentes méthodes pour y parvenir (méthode de Kretschmann et Otto). Nous terminerons ce chapitre en mettant en évidence par un très bref tour d'horizon des applications impliquant les plasmons de surface.

2.2 Que sont les plasmons de surface ?

Dans un métal, les électrons libres subissent un déplacement par rapport à la position d'équilibre dû à une excitation lumineuse, ce qui entraîne une polarisation du milieu et génère une force de rappel qui est à l'origine de l'oscillation du nuage électronique. Ainsi une oscillation collective du gaz d'électrons libres apparaît pour certaines fréquences d'excitation : les électrons oscillants alors en phase[39, 40].

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 [41, 42]. Lorsque le système polarisable est un gaz d'électrons libres, c'est-à-dire lorsque ce matériau est un métal ou présente un caractère métallique. La propagation d'onde électromagnétiques guidées provoque une oscillation collective cohérente du plasma d'électrons libres à la surface du métal. En effet, la composante transverse du champ électrique, E_z , attire les électrons libres à l'interface entre le diélectrique et le métal. Au cours de la propagation le long de l'interface, la composante longitudinale, E_y , inverse sa direction deux fois sur une distance égale à la longueur d'onde. Les électrons libres sont donc forcés par la composante E_y à exécuter un déplacement dans la direction opposée à celle

de E_y . La figure (2.1) présente une photographie de l'état du système, à un instant où le champ E_y vient d'inverser son orientation. Les symboles $(-)$ représentent les zones à forte densité d'électrons à cet instant, tandis que les $(+)$ indiquent les zones désertées par les électrons. Il y a ainsi coexistence d'une onde électromagnétique et une oscillation des électrons. Au sens strict, ce sont ces oscillations des électrons que l'on appelle plasmons de surface. L'onde responsable de ces oscillations est appelée **polariton de plasmons de surface**. Mais de manière générale, on utilise la terminologie **plasmons de surface** pour désigner indistinctement l'onde électromagnétique guidée par l'interface et le mouvement oscillatoire des électrons qui lui est associé [43].

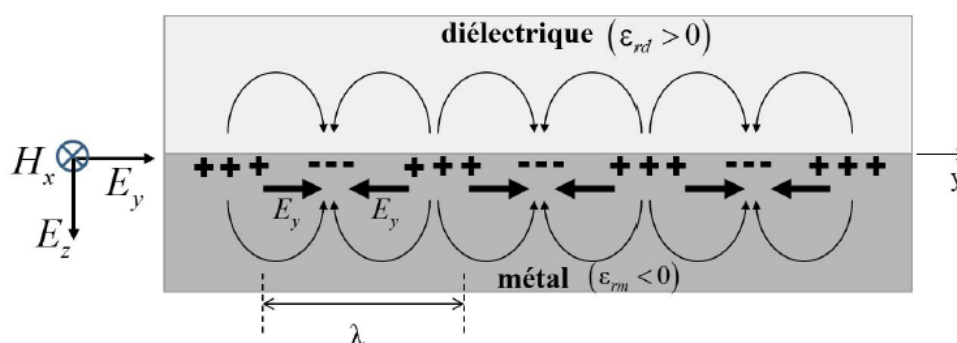


FIGURE 2.1 – Oscillations des charges (plasmons de surface) à l'interface métal/diélectrique.

Des oscillations de ce plasma peuvent se propager dans le volume du métal [44]. Le quantum d'excitation de ces oscillations longitudinales de la densité de charge est appelé un plasmon de volume. Une extension importante de la physique des plasmons est le concept des plasmons de surface [45, 46].

Les plasmons de surface sont des ondes à décroissance exponentielle des deux côtés de l'interface. Elles se propagent parallèlement à l'interface séparant un métal (or, argent...) d'un milieu diélectrique sans pertes (milieu chimique) [47].

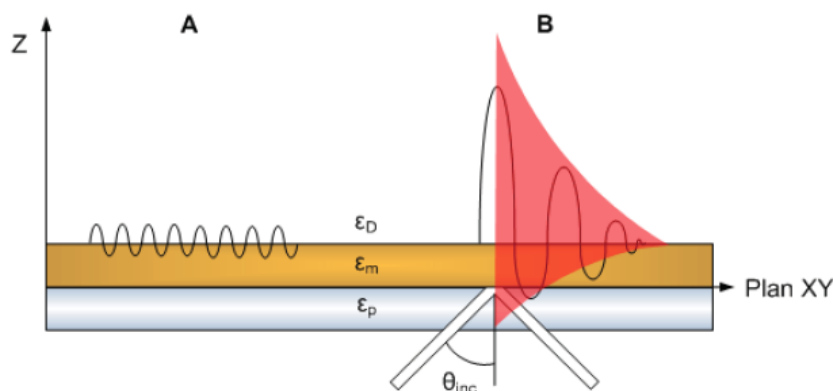
On distingue traditionnellement deux grandes familles des modes plasmons de surface :

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

Les plasmons de surface délocalisés. , eux, sont générés à l'interface des films métalliques. Comme nous allons le voir, ils possèdent des modes évanescents appelés "*plasmons de surface prorogative*", ce déplacement le long du métal et dont la profondeur de pénétration dans le diélectrique est de l'ordre d'une fraction de la longueur d'onde de la lumière [40, 39]. Ils sont dits aussi "*non radiatifs*" car ils ne peuvent pas se coupler spontanément avec une onde électromagnétique. Il sera alors nécessaire d'utiliser un "coupleur" et c'est ce que nous

allons montrer dans la suite de ce chapitre [48].

FIGURE 2.2 – PS a l'interface d'un film métallique



Les PS localisés sont des excitations localisées des d'électrons libres à l'intérieur de petites structures (nanoparticules métalliques quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres, [49, 43]). Ainsi que d'une amplification de l'intensité du champ électromagnétique dans un volume d'extension comparable à sa taille. Lorsque la lumière passe à proximité d'une nanoparticule métallique, le champ électrique oscillant de la lumière commence à pousser les électrons de la bande de conduction le long de la surface de la nanoparticule dans une forme de déplacement collectif voir la figure (2.3) [50, 51]. Dans l'approximation la plus simple, les électrons libres de la nanoparticule reçoivent de l'énergie et sont poussés hors de l'équilibre par le champ électrique de la lumière incidente, laissant derrière eux des zones de charge positive nette (trous) [52]. Le système étant poussé hors d'équilibre, les électrons tenteront, en l'absence de champ électrique, de revenir à leurs positions d'équilibre. L'ensemble du système peut donc être vu comme un oscillateur harmonique amorti et entraîné, les porteurs de haute énergie étant entraînés par le champ électrique de la lumière incidente[53]. Cette génération de "points chauds" est l'une des principales raisons de l'engouement suscité par les nanoparticules métalliques, que ce soit pour la caractérisation de molécules uniques par la spectroscopie Raman exaltée par surface (*SERS*)[54]; ou la création de nano-sources thermiques pour la médecine et la biologie[55].

2.3 Model de DRUDE

Modèle de Drude (P.Drude , 1900) fondé sur l'électron libre, néglige les interactions entre les électrons et suppose que chaque électron libre se déplace pendant un temps moyen avant d'entrer en collision avec un ion fixe du réseau. Lorsque le champ électrique extérieur est nulle, l'électron libre a une vitesse moyenne nulle. En régime permanent avec la présence

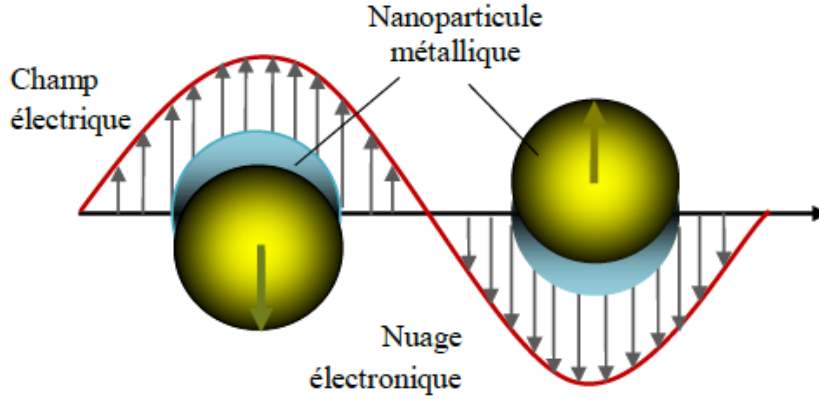


FIGURE 2.3 – Schéma illustrant l'action d'un champ électromagnétique sur le plasmon d'une nanoparticule métallique, montrant le déplacement du nuage électronique par rapport au centre de la nanoparticule.

d'un champ électro-magnétique, la vitesse moyenne de l'électron est donnée par [56] :

$$\vec{v} = -\frac{e\tau}{m}\vec{E} \quad (2.1)$$

On peut déduire le déplacement induit par le champ \vec{E} par $\vec{v} = i\omega\vec{r}$ ou

$$\vec{r} = \frac{e}{m} \frac{1}{(\omega^2 - i\omega\tau^{-1})} \vec{E}$$

Alors, la polarisation induite dans le métal par l'application d'un champ électrique est donnée par :

$$\vec{P} = -N\vec{p} = -ne\vec{r} = -\frac{Ne^2}{m} \frac{1}{(\omega^2 - i\omega\tau^{-1})} \vec{E} \quad (2.2)$$

N est le nombre d'électrons de conduction par unité de volume, \vec{p} est le moment dipolaire induit, et comme le champ électrique \vec{E} résulte par la superposition d'un champ créé par les charges libres et d'un champ créé par les charges liées "la polarisation". Notons "le vecteur induction électrique" correspond à la totalité des champs présents dans le milieu le vecteur \vec{D} défini par :

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} \quad (2.3)$$

En substituant l'équation (2.2) dans l'équation (2.3) on trouve :

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} - \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{(\omega^2 - i\omega\tau^{-1})} \vec{E} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E} \quad (2.4)$$

La permittivité diélectrique du métal dans le modèle de Drude s'écrit donc sous la forme suivante :

$$\tilde{\epsilon}_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{(\omega^2 \tau^2 - i\omega\tau)} \quad (2.5)$$

ou le terme ω_p est une fréquence angulaire caractérisant l'oscillation collective des électrons de conduction du métal appelée fréquence plasma, se met donnée par :

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \quad (2.6)$$

On doit décomposer $\tilde{\epsilon}_r$ sous la forme $\tilde{\epsilon}_r = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ avec ϵ_1 et ϵ_2 est la partie réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique où :

$$\epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (2.7)$$

$$\epsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \tau^2}{\omega\tau(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (2.8)$$

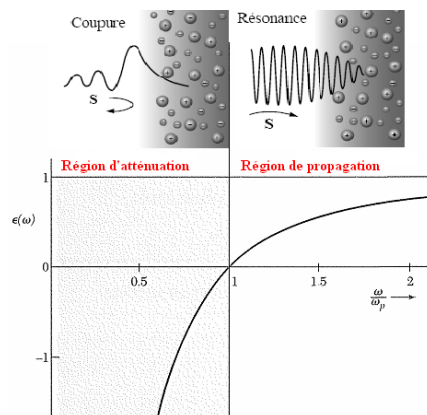
Dans une bande spectrale allant de $180nm$ à $1900nm$, qui correspond pratiquement à la bande optique où le temps de relaxation τ est infini. Autrement, dans la bande optique, $\omega^2 \tau^2 \gg 1$ [57].

Les expressions (2.5) avec l'approximation deviennent alors :

$$\epsilon_1 \simeq \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.9)$$

$$\epsilon_2 \simeq \frac{\omega_p^2}{\omega^3 \tau} = \frac{1}{\omega\tau} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.10)$$

à partir des équations (2.9) et (2.10), on remarque que les métaux sont sensibles à la valeur de ω par rapport à ω_p :



- pour $\omega < \omega_p$ l'indice du métal a une partie imaginaire ε_2 et tend vers l'infini, ce qui explique l'amortissement des ondes, le métal est absorbant.
- pour $\omega \gg \omega_p$, ε_2 partie imaginaire tend de plus en plus vers zéro et le métal devient transparent.
- pour $\omega \rightarrow \infty$, $\varepsilon_1 \approx 1$ et $\varepsilon_2 \approx 0$.
- pour $\omega = \omega_p$, $\varepsilon_1(\omega_p) = 0$ et $\varepsilon_2 = \frac{1}{\omega_p \tau}$.

Dans le domaine optique la partie imaginaire traduit le caractère dissipatif du milieu et elle est toujours positive. le coefficient d'extinction est aussi relativement petit.

Le Tableau (2.1) donne, à titre d'exemple, les paramètres du modèle de Drude pour deux métaux plasmoniques les plus utilisés dans les capteurs à effet SPR : l'Or et l'Argent [58, 59, 60, 61, 62].

	Au	Ag
$\hbar\omega_p (eV)$	9.1	9.1
$\tau = 1/\omega_c (fs)$	29	40
ϵ	$-12.3 + i1.2$	$-18 + i0.5$

TABLE 2.1 – Paramètres de Drude des métaux nobles.

Rappel 1 : la partie imaginaire d'une grandeur complexe macroscopique quelconque (l'indice, la permittivité diélectrique etc.) caractérise l'importance des pertes de l'énergie incidente dans le milieu par absorption.

Rappel 2 : en absence des collisions, les oscillations des électrons libres seront déphasées par rapport au champ externe à 180° . Cela explique le signe négatif devant la partie réelle de la permittivité diélectrique des métaux ($\epsilon_{reel} < 0$).

2.4 Les ondes électromagnétiques de surface

2.4.1 Caractéristiques

1. Ce sont des ondes se propageant le long de la surface de séparation de deux milieux.
2. Les ondes en question sont des ondes évanescentes dans chacun des milieux en contact. En fait, nous verrons que dans l'un des milieux se propagent des ondes que l'on pourrait appeler plutôt quasi évanescentes, car le milieu est faiblement absorbant [63]. Or, par définition, les ondes évanescentes n'existent que dans un milieu non absorbant.
3. l'amplitude des ondes se propageant dans chacun des milieux en contact est maximum le long de leur surface de contact[29, 64].

2.4.2 Conditions d'existence des plasmons de surface et relation de dispersion

Considérant donc les plasmons de surface comme des ondes électromagnétiques se propageant à l'interface plane entre un milieu diélectrique et un métal. La pulsation ω de cette onde est liée au vecteur d'onde \vec{k} par une relation de dispersion caractéristique.

Nous considérons deux milieux semi-infinis, on examine la possibilité d'existence, à l'interface d'un métal et d'un milieu diélectrique. La figure 2.4 présente le schéma du système.

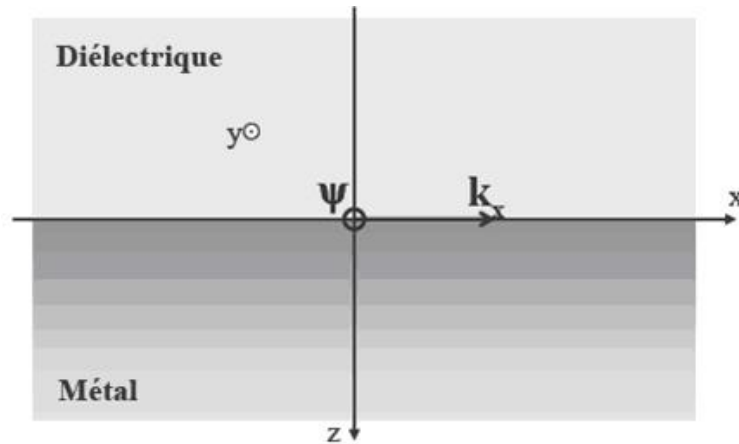


FIGURE 2.4 – Géométrie de l'interface métal diélectrique.

Le plan d'incidence de l'onde étant (xoy) , le système est invariant suivant x , et conséquemment, le champ \vec{E} et \vec{H} ne dépendent pas de y .

Dans ces conditions, si l'on considère une onde polarisée linéairement TM ou TE , on peut étudier séparément chacun de ces deux états de polarisation. Nous allons à présent examiner la possibilité d'existence d'une onde le long de l'interface avec un vecteur d'onde noté [65, 66] :

$$\psi_j = \begin{cases} E_{jy} & \text{cas } TE \\ H_{jy} & \text{cas } TM \end{cases} \quad (2.11)$$

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

$$\Delta\psi_j + \varepsilon_j \frac{\omega^2}{c^2} \psi_j = 0 \quad (2.12)$$

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

Pour $z > 0$ (dans le métal)

$$\begin{cases} H_m &= (0, H_{mz}, 0) \exp [+i(k_{mx}x + k_{mz}z - \omega t)] \\ E_m &= (E_{mx}, 0, E_{mz}) \exp [+i(k_{mx}x + k_{mz}z - \omega t)] \end{cases}$$

Où les k_{jz} sont des constantes positives, pour prendre en compte l'évanescence, et k_x n'est pas un imaginaire pur pour traduire la propagation selon la direction x . Appliquons-nous maintenant les conditions aux limites de Maxwell entre les deux milieux. Dans le cas d'une onde polarisée TE, ces conditions se traduisent par les relations suivantes :

$$\left. \frac{\partial E_{dz}}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial E_{mz}}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (2.13)$$

$$E_{dz}|_{z=0} = E_{mz}|_{z=0} \quad (2.14)$$

$$-k_{dz}E_{dz} = k_{mz}E_{mz} \quad (2.15)$$

$$-k_{dz} = k_{mz} \quad (2.16)$$

avec

$$E_{dz} = E_{mz} \quad (2.17)$$

On obtient ainsi $-k_{dz} = k_{mz}$ ce qui est impossible puisque les k_{jz} sont positifs. De ce fait la condition 2.13 ne peut être satisfaite ; Ceci démontre que les plasmons de surface ne peuvent exister en mode TE.

Dans le cas d'une onde polarisée en mode TM, les conditions de continuité des composantes tangentielles de \vec{E} et \vec{H} à l'interface entre le diélectrique et le métal s'écrit comme :

$$\begin{cases} \frac{1}{\varepsilon_d} \left. \frac{\partial H_{dz}}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{1}{\varepsilon_m} \left. \frac{\partial H_{mz}}{\partial z} \right|_{z=0} \\ H_{dz}|_{z=0} = H_{mz}|_{z=0} \end{cases} \quad (2.18)$$

De même, nous obtenons les relations entre les k_{jz} et H_{jz} :

$$\frac{k_{dz}H_{dz}}{\varepsilon_d} = \frac{k_{mz}H_{mz}}{\varepsilon_m} \quad (2.19)$$

$$H_{dz} = H_{mz} \quad (2.20)$$

Pour que cette condition soit satisfaite, il faut que le déterminant soit nul, on peut écrire :

$$k_{dz} = k_{mz} = k_z \quad (2.21)$$

$$\frac{k_{dz}}{\varepsilon_d} = -\frac{k_{mz}}{\varepsilon_m} \quad (2.22)$$

Et puisque k_{dz} et k_{mz} sont positifs, cette relation impose que ces ondes électromagnétiques de surface, ne peuvent donc exister qu' à l'interface entre deux milieux de constantes diélectriques opposées. Cette condition est vérifiée entre un diélectrique $\varepsilon_d > 0$ et un métal $\varepsilon_m < 0$. Ils existent uniquement en polarisation TM.

À partir de l'équation de Maxwell pour H_z , conduit alors à

$$k_x^2 + k_{zd}^2 = k_0^2 \varepsilon_d \quad (2.23)$$

et

$$k_x^2 + k_{zm}^2 = k_0^2 \varepsilon_m \quad (2.24)$$

En soustrayant les équations (2.23) et (2.24) membre à membre, et en tenant compte de l'équation (2.22), on trouve Les composantes normales des vecteurs k_{jz} sont définies comme :

$$k_{jz} = \pm \sqrt{\varepsilon_j \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_{0,x}^2} \quad (2.25)$$

$$k_{0,x} = \frac{\omega}{c} n_0 \sin\theta \quad (2.26)$$

En associant les équations (2.22) et (2.25), on peut alors déterminer successivement k_{dz} et k_{mz} , et en fin k_x , avec $k_{dz} = k_{mz} = k_x$. On obtient finalement, l'expresson relatant la constante

de propagation de l'onde et les permittivité par la relation suivante :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \tilde{\varepsilon}_m(\omega)}{\varepsilon_d + \tilde{\varepsilon}_m(\omega)}} \quad (2.27)$$

alors cette relation reliée à la pulsation ω et le vecteur d'onde parallèle \vec{k}_x définissant l'onde de surface métallique. Cette relation est appelée *la relation de dispersion des plasmons de surface*.

Si on prend en considération une partie dissipative des plasmons de surface en tenant compte de la partie imaginaire de la constante diélectrique du métal. Le vecteur d'onde k_x des plasmons de surface est alors un nombre complexe, $k_{PS} = k_{PS}^{reel} + ik_{PS}^{imag}$ (où les k_{PS}^{reel} et k_{PS}^{imag} sont la partie réelle et la partie imaginaire). Dans le cas du métal parfait, avec $\tilde{\varepsilon}_m = \varepsilon_{mr} + i\varepsilon_{mi}$, en considérant $|\varepsilon_{mr}| \gg |\varepsilon_{mi}|$, et à partir de l'équation de dispersion. Nous obtenons alors :

$$\begin{cases} k_{PS}^{reel} &= \frac{\omega}{C} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_{mr}}{\varepsilon_d + \varepsilon_{mr}}} \\ k_{PS}^{imag} &= \frac{\omega}{C} \sqrt[3]{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_{mr}}{\varepsilon_d + \varepsilon_{mr}}} \left(\frac{\varepsilon_{mi}}{2\varepsilon_{mr}^2} \right) \end{cases}$$

La partie réelle du vecteur d'onde k_{PS}^{reel} , traduit la propagation de l'onde à l'interface diélectrique/ métal et signifie la constante de phase et détermine aussi les conditions de résonance pour le couplage de l'énergie dans le SP.

Tandis que la partie imaginaire k_{PS}^{imag} , traduit la perte d'énergie subie par l'onde. Les mécanismes de perte d'énergie par les plasmons de surface les plus importants sont :

- Rémission de photons (dissipation d'énergie radiative) incitée par une collision avec une in-homogénéité ¹ (défauts, impuretés, interfaces) [67].

- Dissipations, désintégration non radiative. Il s'agit du transfert de l'énergie de plasmons aux électrons de Fermi (solitaire) à l'issue d'une collision avec une in-homogénéité ou un phonon. Autrement dit, le mouvement des électrons perd son caractère collectif et devient désordonné. Certainement, dans ce cas, l'énergie perdue par PS sera convertie ultérieurement en chaleur.

l'équation $k_{PS}^{reel} = \frac{\omega}{C} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_{mr}}{\varepsilon_d + \varepsilon_{mr}}}$ avec la condition que les fonctions diélectrique aient des signes opposés, place une autre condition sur les propriétés du matériau ; à savoir que pour un nombre réel, il est nécessaire que $\varepsilon_d < -\varepsilon_{mr}$ (avec $\varepsilon_{mr} < 0$)

1. Rappelons que la partie réelle du vecteur d'onde des plasmons de surface est supérieure à celle de l'onde lumineuse. Alors, une rémission spontanée d'une onde lumineuse par les plasmons de surface est impossible.

De plus, l'équation de dispersion peut être légèrement réorganisée de sorte que

$$k_{PS}^{reel} = \frac{\omega}{C} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_{mr}}{\varepsilon_d + \varepsilon_{mr}}} = \frac{\omega}{C} \sqrt{\varepsilon_d \frac{\varepsilon_{mr}}{\varepsilon_d + \varepsilon_{mr}}} \quad (2.28)$$

ou $\frac{\varepsilon_{mr}}{\varepsilon_d + \varepsilon_{mr}} > 1$ qui est supérieur à un car ($\varepsilon_{mr} < 0$) et ($\varepsilon_d < -\varepsilon_{mr}$)

Puisque les propriétés de couplage du *SP* sont déterminées par la partie réelles, on le voit souvent dans la littérature selon laquelle l'équation (2.27) est remplacée par la partie réelle de l'équation (2.28) par souci de commodité, sera utilisée tant au long de cette thèse de sorte que, sauf incération contraire $k_{PS} = k_{PS}^{reel}$ les exposants seront utilisés si une distinction doit être faite entre le k_{PS} réel, imaginaire ou complexes.

2.5 Propriété fondamentale des PS

La permittivité diélectrique des matériaux sont des nombres complexes. De ce fait, les équations de Fresnel et leurs solutions s'écrivent en valeurs complexes. Alors, la constante de propagation des plasmons de surface a aussi un caractère complexe. Par ailleurs, sa partie imaginaire caractérise l'effet de l'atténuation du champ électromagnétique et, par conséquent, peut être utilisée pour caractériser l'effet de localisation des plasmons de surface au voisinage de l'interface.

2.5.1 Extension spatiale des champs

D'après ce qui précède, le champ électrique des plasmons de surface dans les deux milieux s'écrit :

$$\begin{cases} E_m &= E_0 \exp[k_{mz}z] \exp[\imath((k' + \imath k'')x - \omega t)] \\ E_d &= E_0 \exp[-k_{dz}z] \exp[\imath(k' + \imath k'')x - \omega t] \end{cases} \quad (2.29)$$

Les termes en $e^{\pm k_j z}$ traduisent l'évanescence dans les deux milieux. L'extension spatiale (ou encore distance d'atténue). La région d'interaction effective près de l'interface peut être déterminée à partir de l'équation (2.29) avec k_z imaginaire, en calculant la distance dans les deux milieux, pour laquelle le champ des PS s'atténue ($z = 1/e$) de ses valeurs à l'interface

- dans le métal plasmonique :

$$Z_m = \frac{\lambda}{2\Pi} \left(\frac{|\varepsilon_{mr} + \varepsilon_d|}{\varepsilon_{mr}^2} \right)^{1/2} \quad (2.30)$$

- dans le milieu diélectrique :

$$Z_d = \frac{\lambda}{2\Pi} \left(\frac{|\varepsilon_{mr} + \varepsilon_d|}{\varepsilon_d^2} \right)^{1/2} \quad (2.31)$$

Où $\varepsilon_{mr}(\omega)$ est la partie réelle de la permittivité du métal et ε_d est celle du milieu diélectrique.

Pour le couple air-argent, $Z_{air} = 262nm$ et $Z_{Ag} = 39nm$ pour une longueur d'onde de $590nm$. Ces grandeurs traduisent la pénétration du champ dans les deux milieux, que l'on appelle l'épaisseur de peau du plasmon de surface [68].

Remarque : la pénétration de l'onde électromagnétique dans un milieu diélectrique est dix fois plus grande que dans un métal.

Elles définissent également la profondeur à laquelle les plasmons sont susceptibles d'interagir avec la couche diélectrique et la relation de dispersion du plasmon sera très sensible à la modification de l'indice, cette technique permet de détecter tout changement se produisant dans ce milieu diélectrique à moins de $100nm$ de l'interface.

Elle donne une indication précieuse sur la distance à laquelle une molécule chimique ou biochimique pourra influencer ou être influencée au niveau du capteur [69, 70].

2.5.2 La longueur de propagation à l'interface

La perte subie par le *SP* détermine sa distance de propagation le long de l'interface. La distance de propagation fait référence à la longueur de décroissance exponentielle $e^{-2k''x}$. des pertes plus élevées entraînent des longueurs de décroissance est liée à la partie imaginaire de la constante de propagation et est calculée en considérant la chute d'intensité des champs de l'équation (2.29), l'intensité I , sont liées à la distance de propagation x de la manière suivante :

$$\left\{ \propto \exp(2|k''|x) \right.$$

Ainsi, la longueur de décroissance est donnée lorsque l'argument exponentiel est -1 de sorte que :

$$L_i = \left[\frac{2\Pi}{\lambda} \sqrt[3]{\frac{\varepsilon_{reel} \cdot \varepsilon_d}{\varepsilon_{mr} + \varepsilon_d}} \cdot \frac{\varepsilon_i(\omega)}{\varepsilon_{mr}^2(\omega)} \right]^{-1} \quad (2.32)$$

La longueur de propagation de l'Or et de l'Argent dans l'air est illustrée sur la figure (2.5).

On remarque que l'Or qu'on présente plus de pertes que l'Argent, on utilise respectivement la constante diélectrique de l'Or et de l'Argent ; par conséquent, les plasmons de surface

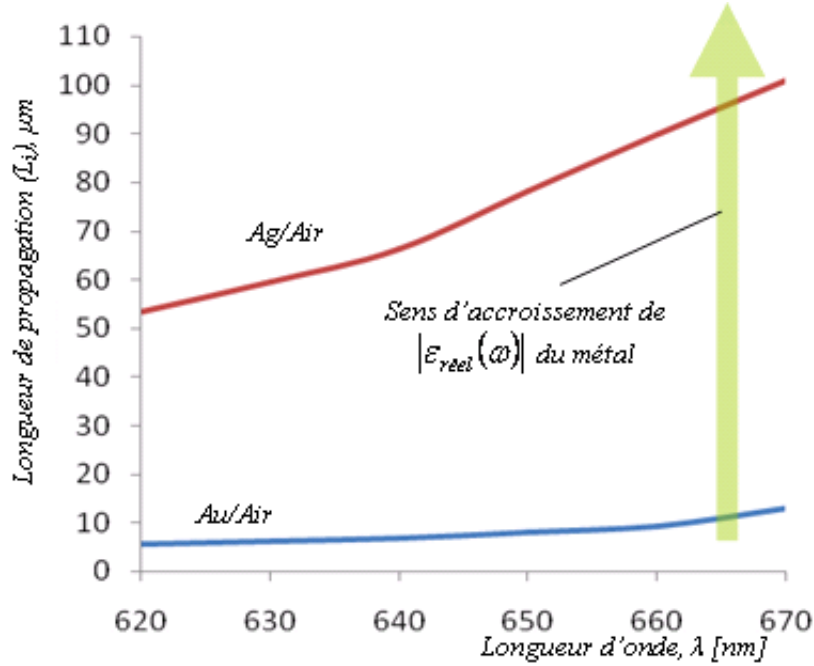


FIGURE 2.5 – Longueur de propagation des PS en fonction de la longueur d'onde.

voyagent plus loin dans l'Argent.

2.6 Relation de dispersion

Pour le plasma idéal, $\varepsilon_m = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, les plasmons de surface n'existeront que pour des pulsations ω telles que :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d^{reel} \varepsilon_m^{reel}(\omega)}{\varepsilon_d^{reel} + \varepsilon_m^{reel}(\omega)}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d^{reel}(\omega^2 - \omega_p^2)}{(1 + \varepsilon_d^{reel}\omega^2 - \omega_p^2)}} \quad (2.33)$$

d'après cette relation, on a présenté deux cas limites :

-Pour les grandes valeurs des vecteurs d'onde, la relation de dispersion tend asymptotiquement vers la fréquence de coupure du plasmon de surface ω_{PS} . On peut caractériser les plasmons de surface par $\varepsilon_d^{reel} + \varepsilon_m^{reel} = 0$, avec la définition de l'équation suivante (2.34) :

$$\omega_{PS} = \frac{\omega_P}{\sqrt{(1 + \varepsilon_d)}} \quad (2.34)$$

Si le diélectrique est l'air, l'équation (2.34) se réduit à la relation bien connue pour les plasmons de surface :

$$\omega_{PS} = \frac{\omega_P}{\sqrt{2}} \quad (2.35)$$

Il est alors possible de tracer la relation de dispersion des plasmons de surface comme le

montre la figure (2.6)[71].

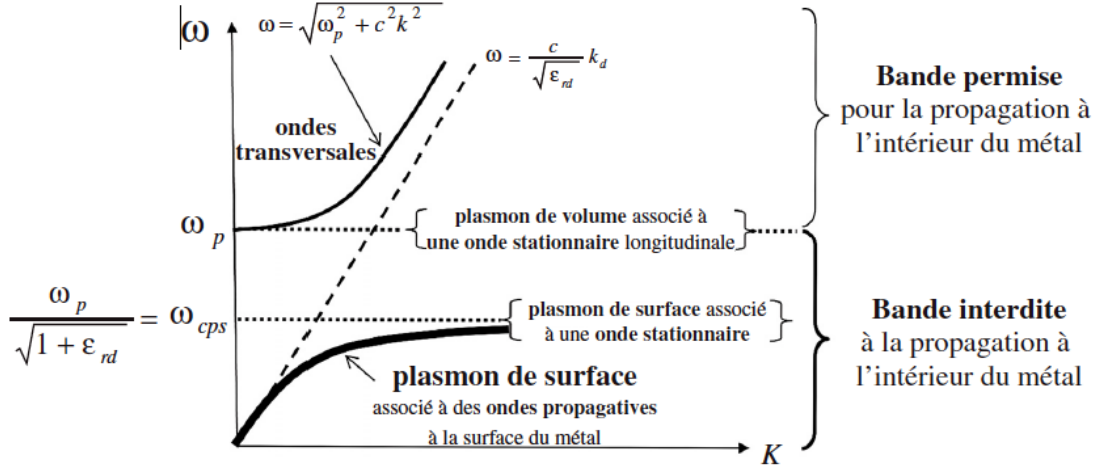


FIGURE 2.6 – Relation de dispersion des plasmons de surface.

- Pour les petits vecteurs d'onde, la relation de dispersion du plasmon de surface se rapproche de celle que l'on aurait dans un diélectrique massif lorsque ($\omega \rightarrow 0$) soit ($|\epsilon_m^{reel}| \gg |\epsilon_d^{reel}|$) ; On a la relation de dispersion de la lumière dans le milieu diélectrique massif d'indice optique [72] n_d en absence de l'interface. L'équation s'écrit comme suit : $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_d^{reel}} = \frac{\omega}{c} n_d$ [73].

La relation de dispersion des plasmons de surface est donc toujours strictement inférieure à celle de la ligne de lumière comme nous montre la figure (2.6). Cette absence d'intersection (sauf la solution triviale pour ($\omega = 0$)) interdit tout couplage ou résonance entre l'onde électromagnétique et un mode de propagation des plasmons de surface. En d'autre terme, il est impossible d'exciter les *PS* en éclairant directement le métal avec une onde électromagnétique dite du domaine optique, car l'accord de phase ne peut pas être réalisé [74].

Ainsi, nous avons vus, que les équations de Maxwell montrent que les plasmons de surface délocalisés sont des ondes électromagnétiques guidées[75], ils peuvent exister à l'interface d'un milieu diélectrique, de constante relative positive ($\epsilon_d > 0$) et milieu métallique de constante diélectrique complexe $\tilde{\epsilon}_m$, dont la partie réelle est négative dans le domaine visible. Pour étudier les plasmons de surface, il est intéressant de tracer la pulsation du plasmon de surface *PS* en fonction du vecteur d'onde.

2.6.1 Relation de couplage plasmon -lumière :

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

$$k_{PS} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \tilde{\varepsilon}_m(\omega)}{\varepsilon_d + \tilde{\varepsilon}_m(\omega)}} \quad (2.36)$$

Cette relation de dispersion $\omega - k$ est habituellement représentée dans un graphe qui représente la pulsation ω_{PS} en fonction de la norme du vecteur d'onde k_{PS} du PS. Représentation qui permet de comprendre pourquoi les plasmons de surfaces sont dit " non radiatif ". En effet, pour qu'un couplage entre les plasmons de surface et la lumière puisse être observé, il faut que la condition dite de couplage soit satisfaite [76]. Cette condition s'exprime très simplement par l'égalité entre la norme du vecteur d'onde des plasmons de surface k_{PS} et la projection dans le plan de la surface du vecteur d'onde $k_x = k_{lumverre}$ de lumière incidente. Ceci s'écrit simplement selon l'équation (2.36).

$$\vec{k}_x = \vec{k}_{PS} \quad (2.37)$$

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

$$k_x = k_0 n_{prisme} \sin \theta \quad (2.38)$$

Alors, la condition principale de SPR $\vec{k}_x = \vec{k}_{PS}$ sera remplie pour un angle d'incidence θ_{SPR} tel que :

$$k_0 n_{prisme} \sin \theta_{SPR} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_{mr}(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon_{mr}(\omega)}} \quad (2.39)$$

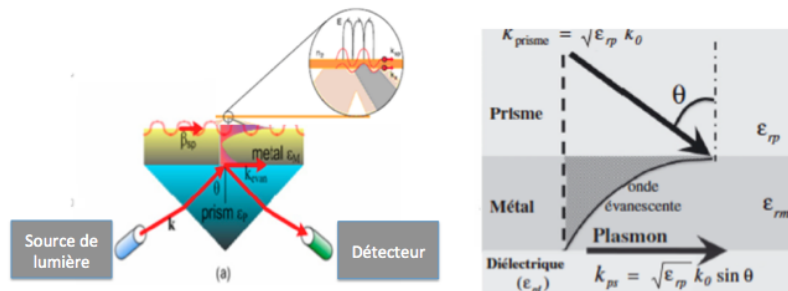


FIGURE 2.7 – Couplage.

Ce qui donne, finalement :

$$\theta_{SPR} = \arcsin \left(n_{prisme}^{-1} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_{mr}(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon_{mr}(\omega)}} \right) \quad (2.40)$$

2.7 Excitation des plasmons de surface

La méthode dite *ATR* (Attenuated Total reflection) est la plus employée pour exciter les plasmons de surface. La figure (2.8) illustre classiquement l'excitation des *PS*.

On distingue une courbe en filet épais, qui représente la relation de dispersion des plasmons de surface à l'interface métal/diélectrique [77]. Cette figure montre que la courbe de dispersion de *PS* et de l'onde lumineuse progressive ne pouvant pas avoir un point d'intersection, lorsque le métal est absent et que le milieu occupé par le diélectrique, la lumière se propage selon la relation de dispersion $\omega = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon_d^{reel}}} k_d$. On remarque alors qu'en présence du métal, pour toute pulsation $\omega_0 < \omega_{ps}$, la lumière ne pénètre pas dans le métal, mais peut se propager à l'interface métal/ diélectrique (plasmons de surface) avec un vecteur d'onde $k_{ps}(\omega_0)$ toujours supérieur à celui de la lumière dans l'air. Cette absence d'intersection interdit tout couplage entre l'onde électromagnétique et une mode propagation des plasmons de surface. En d'autre terme, pour exciter et/ou observer des plasmons de surface, on se sert de systèmes optiques à géométries particulières. Les plus utilisés sont des montages utilisant un prisme dont l'indice $n_{prisme} = \sqrt{\varepsilon_p} > n_d$ qui est au contact du métal [78, 79]. Le passage de la lumière incidente par ce prisme a pour but de placer le système dans la situation où la lumière arrive en incidence oblique sur l'interface métal/diélectrique avec un vecteur d'onde $k_{prisme}(\omega_0)$ supérieure à celle du plasmon de surface. La projection du vecteur d'onde sur la surface peut alors parfaitement s'accorder à celle du plasmon de surface, en ajustant l'angle d'incidence de telle sorte que $\sin(\theta) \times k_{prisme} = k_{ps}$, alors les deux courbes de dispersion se croisent au point (*M*) voir la figure (2.8).

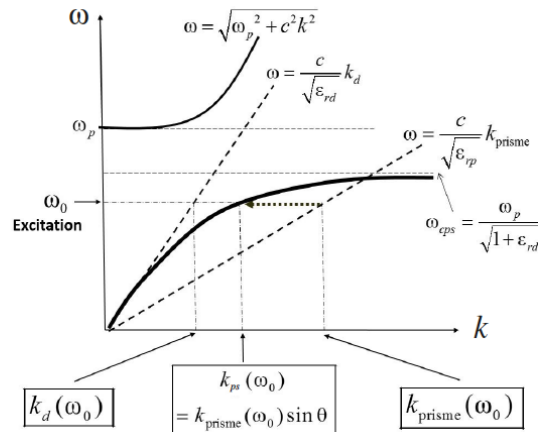


FIGURE 2.8 – Illustration de l’excitation d’un plasmon de surface. La courbe en filet épais représente la relation de dispersion du plasmon de surface à l’interface métal/diélectrique. Les droites obliques représentent respectivement les relations de dispersion dans le diélectrique massif et dans le prisme.

Deux types de configurations sont possibles pour observer la résonance des plasmons de surface : la configuration proposée pour la première fois par *Otto* puis la seconde à été développée par *kretchmann*[80, 17].

- La Configuration OTTO

Dans la configuration d’Otto figure (2.9) la surface du métal est séparée du prisme d’indice n par un gap d’air d’épaisseur de l’ordre de grandeur de la longueur d’onde d’excitation. Lorsqu’il y a une réflexion dans le prisme le champ évanescent s’étendant dans le gap d’air qui permet l’excitation des plasmons de surface quand les vecteurs d’ondes le permettent et si la distance entre le prisme et le métal est suffisamment faible [41]. Le schéma de cette géométrie est présenté sur la figure (2.9) . Nous n’utiliserons pas cette configuration à cause de la difficulté de reproductibilité et de mesure du gap optique [81].

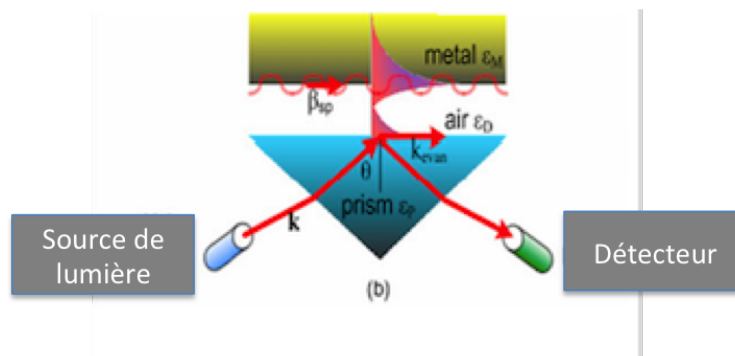


FIGURE 2.9 – Configuration Otto.

- La Configuration KRETSCHMANN

le principe consiste à exciter le plasmon de surface à l'aide d'un prisme d'indice supérieur à celui du diélectrique de l'interface métal/diélectrique considérée une couche fine de métal de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur est directement en contact avec la base du prisme. Pour l'angle θ supérieur à celui de la réflexion totale. Le champ évanescent à travers le métal peut coupler un plasmon de surface si la projection suivant l'interface du vecteur d'onde de l'onde lumineuse est égal au vecteur d'onde du plasmon de surface k_0 comme le montre le schéma de la figure (2.10) [82].

Dans les deux cas, la mesure du coefficient de réflexion en intensité pour une onde polarisée

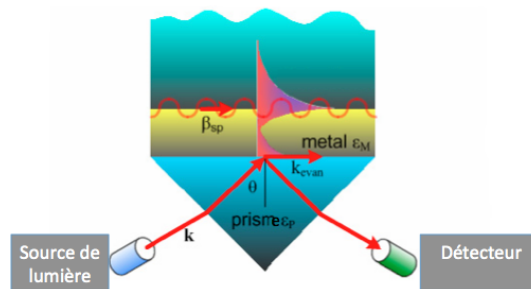


FIGURE 2.10 – Couplage des plasmons de surface par prisme dans la configuration de Kretschmann.

TM , en fonction de l'angle l'incidence ou de la longueur d'onde, met en évidence l'excitation résonnante du plasmon de surface. Nous avons représenté sur la figure (2.11) une courbe de réflectivité typique du phénomène d'absorption résonnante qui se caractérise par les 3 paramètres suivants : R_{min} , FWHM, θ_{SPR} .

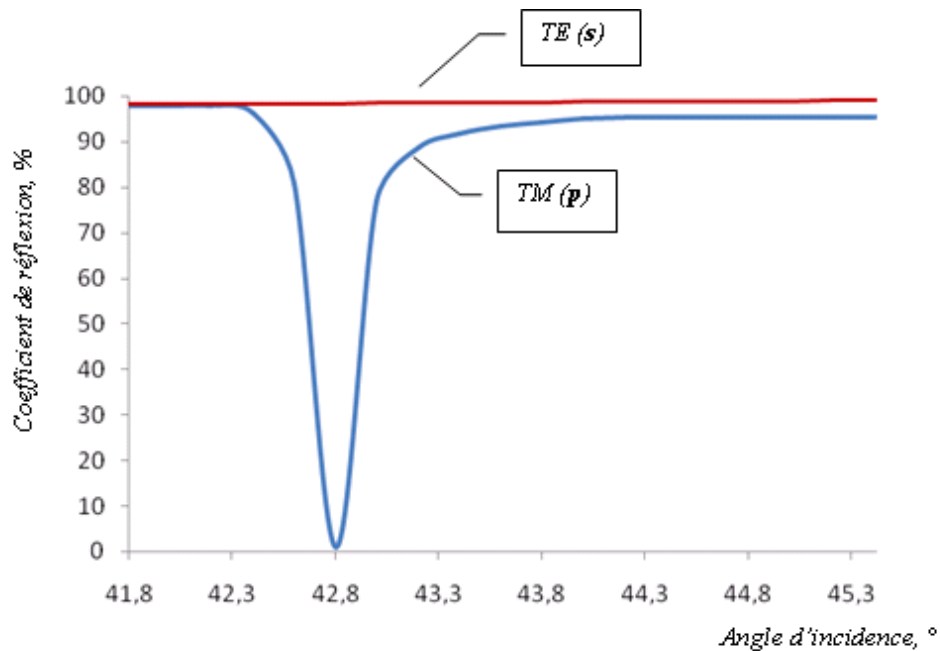


FIGURE 2.11 – Excitation optique de plasmon de surface par réflexion totale atténuée - configuration Otto et Kretschmann- courbe de réflectivité.

Rappelons maintenant quelques propriétés qui nous seront utiles dans les discussions qui vont suivre [83] :

1. la présence du prisme et l'épaisseur finie du métal modifient la position du minimum de réflectivité par rapport au cas formel de l'interface métal/diélectrique.
2. la courbe est d'autant plus asymétrique que ε_{mi} est grand, mais pour $\varepsilon_{mi} < |\varepsilon_{mr}|$, c'est une *Lorentzienne*.
3. la largeur à mi-hauteur de la résonance *FWHM* est liée à ε_{mi} ; à ε_{mr} constant, c'est une fonction croissante de ε_{mi} .
4. dans la configuration *kretschmann*, il existe une épaisseur optimale de métal pour laquelle $R_{min} = 0$. Dans ce cas d'excitation maximale, l'énergie de l'onde électromagnétique incidente est totalement absorbée dans la couche (d'où un échauffement de la couche métallique).
5. le champ électrique est maximal à l'interface métal-diélectrique, et se trouve amplifié par rapport au champ incident.
6. toute modification de l'interface métal-diélectrique (couches adsorbées, oxydes, rugosités) se traduit par une évolution de la courbe de réflectivité.

2.8 Capteurs nano-plasmoniques structures par des couches métalliques

La résonance de plasmons de surface peut avoir plusieurs domaines d'applications, on peut citer, de façon non exhaustive :

- Des guides d'ondes plasmoniques, pour des applications futures dans les télécommunications ou dans le couplage de l'électronique conventionnelle avec les fréquences optiques [84, 85, 86].
- L'optique plasmonique où il est possible de trouver des super-lentilles métalliques qui permettent un très bon confinement du champ, ou de façonner spatialement des faisceaux laser en dessous de la limite de diffraction [87, 88]. Il est aussi possible de trouver des 19 composants optiques en polarisation (polariseur, lame retardatrice) ou des filtres (généralement filtre passe bande) réalisé avec des nano-structures plasmoniques [89, 90].
- Des amplificateurs de gains pour les cellules photovoltaïques organiques et inorganiques grâce au confinement de l'énergie radiative autour de nano-structures [91, 92, 93].
- La spectroscopie Raman exaltée de surface (SERS, Surface Enhanced Raman Scattering) où l'excitation locale de plasmons de surface à la surface de nanoparticules permet une augmentation locale du champ électrique, et donc une augmentation du signal Raman [94, 76].
- Des capteurs basés sur la résonance plasmonique de surface qui peuvent suivre en temps réel des réactions chimiques, dont le principe est basé sur un changement d'indice de réfraction, à l'interface où se situe la réaction. Ces capteurs peuvent être de géométrie planaire avec un couplage par prisme, mais surtout, dans le cadre de cette thèse, des capteurs basés sur la réflexion lumineuse de structures plasmoniques gravées dans de fines couches métalliques [76]. La suite de cette section va donc s'intéresser plus particulièrement au fonctionnement de ces capteurs à structures plasmoniques, en expliquant tout d'abord le rôle joué par les plasmons de surface dans de tels dispositifs. Nous introduirons ensuite le principe de détection pour de tels capteurs, ainsi que leurs limitations[95].

2.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons brièvement décrit l'origine de phénomène des plasmons de surface et nous avons présenté des caractéristiques importantes lors de l'étude des capteurs, telle la profondeur de pénétration ou la longueur de propagation de ces ondes. Nous avons aussi déduit la relation de dispersion qui relie la fréquence d'apparition du plamon avec les caractéristiques spatiales du champ électrique. Ceci nous a permis de décrire comment Otto puis Kretchmann et Raether ont réussi à contourner l'aspect non radiatif des plasmons de

surface et l'importance d'utilisation de techniques particulières, tels les coupleurs. Nous avons aussi discuté les conditions d'excitation. Enfin, nous avons terminé le chapitre par un rappel sur les domaines d'applications des capteurs structures par des couches métalliques.

Chapitre 3

Conception Et Optimisation D'un Biocapteur à SPR

3.1 Introduction

Les biocapteurs basés sur la résonance plasmonique (SPR) présentent les optiques les plus avancées et la technologie la plus mature de biocapteur sans étiquette. Depuis la première démonstration de détection de gaz basée sur la SPR en 1983 [73], les technologies plasmoniques sont devenues un outil central pour l'étude des interactions biomoléculaires et ont occupé une place centrale dans le domaine chimique et biologique en raison de leur détection sensible, rapide, quantifiée, en temps réel, et de leur possibilité d'automatisation et de multiplexage [96, 97]. La SPR est une méthode versatile permettant l'analyse d'une grande gamme de composés biologiques. Ainsi, il n'est pas nécessaire que l'analyte possède des propriétés optiques caractéristiques telles que d'émettre de la fluorescence ou d'absorber fortement la lumière à certaines longueurs d'ondes pour qu'il doive détecter. La technique SPR est donc une méthode ne nécessitant aucun marquage de molécule ; ce qui simplifie énormément les étapes de manipulation et évite la modification de l'analyte. Le fonctionnement de ces dispositifs est basé sur la configuration de *Kretschmann*.

3.2 Principe des capteurs à SPR

En principe, les capteurs SPR sont des réfractomètres à couche mince qui mesure les changements de l'indice de réfraction survenant à la surface d'un film métallique supportant un plasmon de surface. Un plasmon de surface excité par une onde lumineuse se propage le long du film métallique et son champ évanescent sonde le milieu (échantillon) en contact avec le film métallique [98]. Un changement dans l'indice de réfraction du diélectrique entraîne un changement de la constante de propagation du plasmon de surface, qui par la condition de couplage modifie les caractéristiques de l'onde lumineuse couplée au plasmon de surface (par exemple, angle de couplage, longueur d'onde de couplage, intensité, phase). Sur la base de

quelle caractéristique de l'onde lumineuse modulée par un plasmon de surface est mesuré[99].

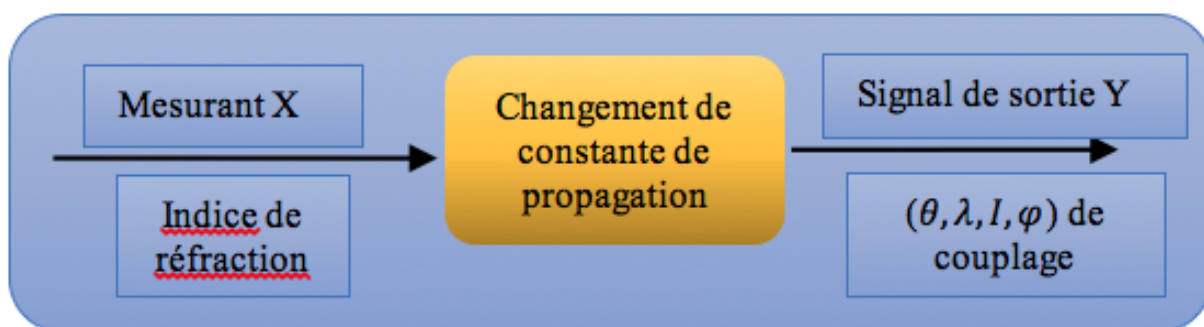


FIGURE 3.1 – Conception d'un capteur à résonance de plasmon de surface.

3.3 Principe des biocapteurs à SPR

Les biocapteurs d'affinité SPR sont des dispositifs de détection SPR intégrant avec les éléments de bio reconnaissance (par exemple, des anticorps, ADN ou de cellules) qui reconnaissent et sont capables de capter spécifiquement un analyte générant une interaction biochimique qu'un capteur traduit en signal analytique. Les éléments de bio reconnaissance sont immobilisés sur la surface d'un film métallique supportant un plasmon de surface [100]. Lorsqu'une solution contenant un analyte, les molécules sont mises en contact avec le capteur SPR, les molécules d'analyte en solution se lient aux éléments de reconnaissance moléculaire, produisant une augmentation dans l'indice de réfraction à la surface du capteur. Ce changement donne lieu à un changement dans la constante de propagation du plasmon de surface voir la figure (3.2). Le changement de la constante de propagation est déterminé en mesurant un changement dans l'une des caractéristiques de l'onde lumineuse interagissant avec le plasmon de surface voir la figure (3.3) [101].

Le changement de l'indice de réfraction produit par le capteur des biomoléculaires dépend de la concentration de l'analyte moléculaire à la surface du capteur et les propriétés de la molécule. Si la liaison se produit dans une couche mince déposée à la surface du capteur d'épaisseur d , la réponse du capteur est proportionnelle à la variation de réfraction induite par la liaison, qui peut être exprimée comme [102]

$$\Delta n_b = (dn/dC)_{vol} \Delta C_b \quad (3.1)$$

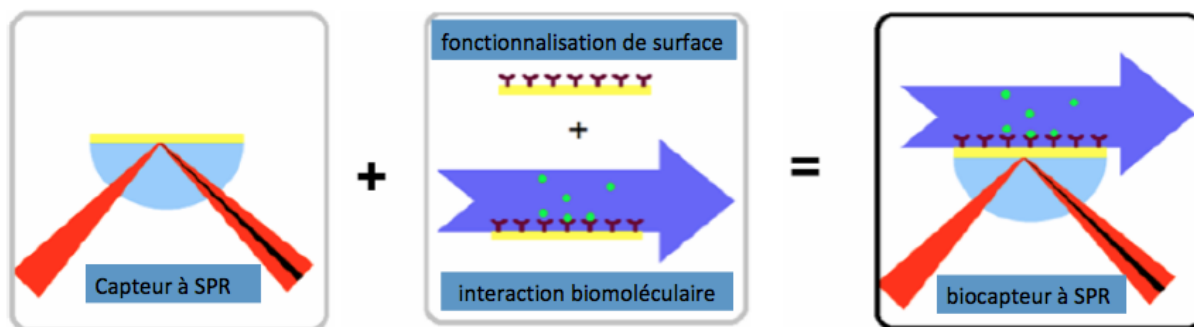


FIGURE 3.2 – Conception d'un biocapteur à résonance de plasmon de surface.



FIGURE 3.3 – Structure d'un biocapteur à résonance de plasmon de surface.

3.4 Détection par des capteurs SPR spectrale et angulaire

En SPR, divers types d'instrumentation SPR existent. En se référant à l'équation de dispersion, il est remarqué que deux variables peuvent changer soit la longueur d'onde de la source lumineuse ou bien l'angle incident. Les capteurs SPR sont classés comme des capteurs angulaires et de longueur d'onde [103]. Il est alors possible de mesurer le changement de longueur d'onde d'une lumière polychromatique lorsque l'angle est sondé figure (3.4) ou de mesurer le changement d'angle lorsque la longueur d'onde est fixée figure (3.5) [104].

3.4.1 Interrogation spectrale

Pour le SPR de configuration *Kretschmann* à interrogation de la longueur d'onde, l'angle d'incidence est fixé alors que la longueur d'onde d'excitation des plasmons de surface est examinée, et aussi il permet de miniaturiser le système, car toute l'optique peut être placée à 180° et ne nécessite pas de modification de l'angle de la lumière incidente [105].

Un faisceau lumineux provenant d'une source polychromatique telle la lumière blanche est dirigée à travers un prisme triangulaire ou la réflexion totale interne se produit et dirige la lumière réfléchi vers un détecteur [106, 107]. Elle est basée sur l'observation du spectre de lumière réfléchi obtenu soit par *interrogation angulaire* soit par *interrogation spectrale*. Généralement, dans les capteurs SPR, l'approche angulaire est préférée en raison de sa faible résolution angulaire. Elle est basée sur la mesure des variations de l'angle de résonance

extrait de la courbe lors du changement de l'angle d'incidence et en gardant la longueur d'onde constante. En plus de l'angle de résonance, ce spectre est caractérisé par trois autres facteurs : la demi-largeur à mi-hauteur ($FWHM$), la réflexion minimale R_{min} et la sensibilité à la permittivité des plasmons de surface, ce phénomène permet de détecter optiquement de très faibles concentrations de biomolécules sur une surface d'Or. Plusieurs dispositifs SPR ont été commercialisés avec succès pour des applications diverses et dans la recherche, notamment par BIAcore [108].

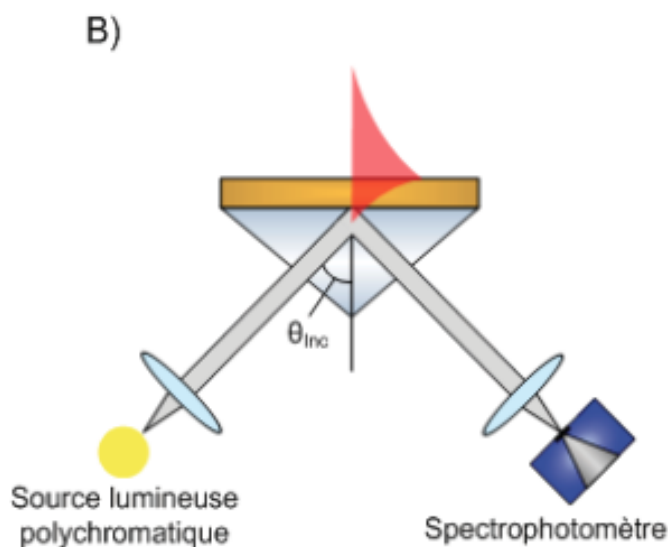


FIGURE 3.4 – Instrument SPR à interrogation de la longueur d'onde.

3.4.2 Interrogation angulaire

les capteurs basés sur l'interrogation spectrale présentent une plus grande robustesse puisque les composantes optiques sont immobiles. De plus, la position spectrale de l'excitation du SPP augmente avec RI permettant ainsi des mesures cinétiques lorsque le déplacement en longueur d'onde (λ) est suivi temporellement. Bien que ce type d'instrumentation soit plus simple et robuste, il offre une moins bonne résolution que pour l'interrogation angulaire. Les utilisations de source polychromatique va induire une légère diminution de la résolution par rapport à l'instrument SPR à angle fixe passant de 10^{-7} à 10^{-6} RIU [109, 110]. Ce phénomène s'explique par la dispersion spectrale de la lumière polychromatique dans le prisme causant un élargissement de la bande plasmonique [111, 112]. Ce désavantage peut être compensé par l'excellente résolution temporelle de cette configuration ainsi que par sa simplicité.

Dans le cas d'un instrument SPR à interrogation angulaire, la source lumineuse est monochromatique conservant ainsi la longueur d'onde constante et permettant d'examiner l'angle menant à l'excitation des plasmons de surface. Dans ce type de montage, que l'on dit en

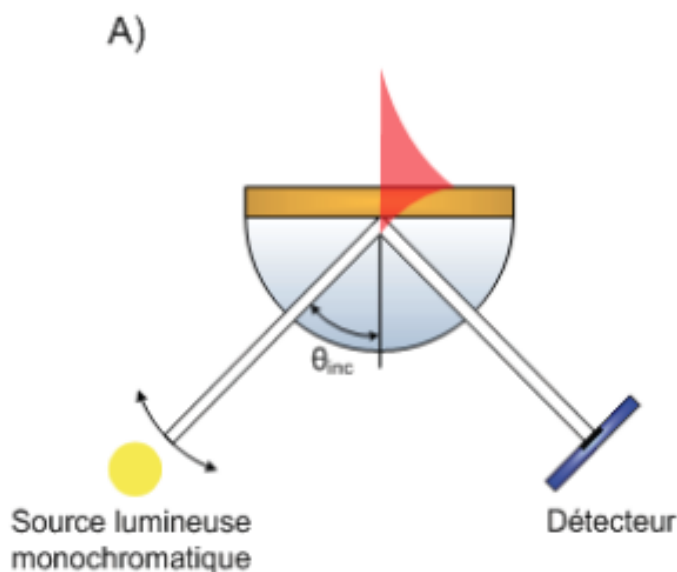


FIGURE 3.5 – Instrument SPR à interrogation de l'angle incident.

configuration *Kretschmann*, un laser est dirigé à travers un prisme [82]. À l'instar de l'instrument à angle fixe, Ensuite, le faisceau lumineux est réfléchi sur la surface métallique et il est redirigé vers un détecteur. L'angle de mesure est déterminé selon le maximum d'intensité du signal. Ainsi, à tout moment, le signal mesuré est aussi sensible que possible. Le détecteur est généralement un tube photomultiplicateur se déplaçant afin de capter un maximum de lumière réfléchie. Ce type de détecteur permet une sensibilité accrue, mais un temps d'analyse plus long [113]. Une augmentation de l'indice de réfraction (RI) du milieu adjacent induit un déplacement de l'angle de résonance vers le proche infrarouge figure (3.5) [114]. Dans la majorité des instruments SPR commerciaux, le SPP est excité par interrogation angulaire ($\Delta\theta, \lambda$) où un faisceau monochromatique est fixé à un angle précis ce qui permet de suivre les variations de RI du milieu par des changements proportionnels d'intensité lumineuse réfléchie figure (3.4). L'alignement optique de ces instruments demeure critique, car pour établir la position de l'angle d'excitation avant une mesure cinétique, il faut préalablement construire le spectre SPR en balayant divers angles [115]. Les caractéristiques SPR changent significativement avec θ , hors le désalignement a pour conséquence de fausser les conditions de concordance entre les momentums en plus d'affecter la précision de mesures cinétiques. Bien qu'un instrument *SPR* à longueur d'onde fixe soit généralement plus sensible qu'un capteur à angle fixe [116].

Un capteur à SPR représente une technique peu coûteuse afin de réaliser des analyses biomédicales dû à l'absence de sources lumineuses dangereuses tels que les lasers communément employés en spectroscopie Raman ou en fluorimétrie [117]. Cette faible intensité lumineuse est possible puisque ce facteur influence de manière négligeable la précision des mesures. La sensibilité de cette technique dépend uniquement du déplacement de la bande plasmonique

et non de l'intensité des photons réfléchis [118, 119].

3.5 Caractéristique de performance

Pour quantifier et comparer la performance des capteurs, le paramètre le plus couramment utilisé est la sensibilité, qui définit comme le rapport de la variation de la grandeur observée Y (angle θ_{min} , intensité [120], phase [113] ou longueur d'onde), sur la variation d'indice de réfraction associée. Et pour la sensibilité d'un capteur d'affinité SPR dépend de la sensibilité de deux facteurs d'une grandeur observée (par exemple angle ou longueur d'onde résonnant) à l'indice de réfraction et l'efficacité de la conversion de l'attache en changeant l'indice de réfraction. La sensibilité d'un capteur à SPR des indices de réfraction S_{RI} qui peuvent être également se décomposer en deux termes

$$S_{RI} = \left(\frac{\delta Y}{\delta n_{ef}} \right) \left(\frac{n_{ef}}{n_d} \right) = S_{RI1} S_{RI2} \quad (3.2)$$

où Y ça peut être θ_{SPR} ou λ_{SPR} , le premier terme S_{RI1} dépend de la méthode d'excitation des plasmons de surface et l'approche de modulation utilisée. Le deuxième terme décrit la sensibilité de l'indice effective des plasmons de surface à l'indice de réfraction et est indépendant de la méthode de modulation et méthode d'excitation [121].

Il existe donc principalement deux grandeurs couramment utilisées pour les biocapteurs SPR [122] :

3.5.1 Sensibilité des capteurs SPR avec interrogation angulaire

Dans les capteurs SPR basés sur une interrogation angulaire, la sortie du capteur est le couplage d'angle θ_{SPR} et donc la sensibilité est définie comme le rapport du décalage de l'angle de résonance sur le changement d'indice de réfraction de l'échantillon l'expression analytique de la sensibilité angulaire, S_θ , peut être obtenue en différenciant l'équation prisme pour θ_{SP} par rapport à n_s avec n_s indice de réfraction du milieu extérieur, on obtient [123] :

$$S_\theta = \frac{d\theta}{dn_s} = \frac{\left(\sqrt[3]{\frac{\varepsilon_{mr}}{\varepsilon_{mr} + n_d^2}} \right)}{\sqrt{n_p^2 - \frac{\varepsilon_{mr} n_d^2}{\varepsilon_{mr} + n_d^2}}} \quad (3.3)$$

Où $\varepsilon_{mr} = Re(\varepsilon_m)$ L'équation ci-dessus montre que la sensibilité angulaire dépend de l'indice de réfraction du milieu biosample et RI de prisme, du choix du métal qui détermine ε_{mr} et de la longueur d'onde de la lumière incidente, car les milieux sont dispersifs.

La sensibilité angulaire, en fonction de la longueur d'onde incidente de la source lumineuse, est calculée pour les quatre métaux (Au, Ag, Cu et Al) déposés sur un prisme en BK7 pour faire une comparaison [63].

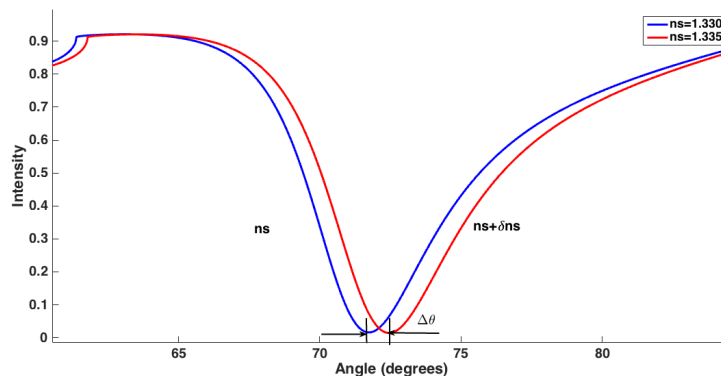


FIGURE 3.6 – Sensibilité des capteurs SPR avec interrogation angulaire

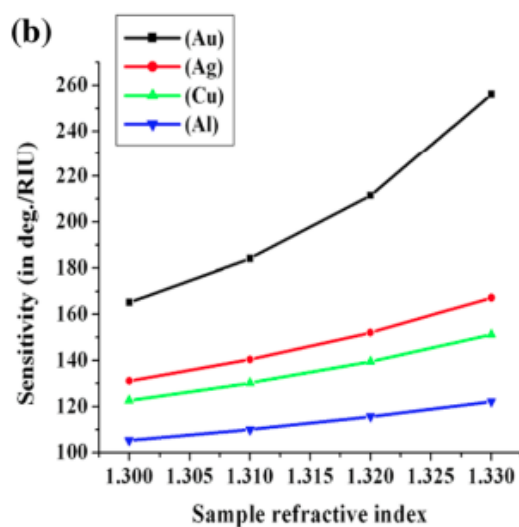


FIGURE 3.7 – La sensibilité angulaire b en fonction de l'indice de réfraction de milieu sample pour quatre métaux.

On remarque que la sensibilité angulaire augmente avec l'indice de réfraction de milieu (sample ou biosample), et les valeurs de la sensibilité sont plus élevées pour le métal d'Or et plus faible pour le métal d'Aluminium. La sensibilité dépend aussi du matériau utilisé dans la construction de prisme. Lorsque l'indice de réfraction du prisme augmente, la sensibilité est dégradée.

3.5.2 Sensibilité des capteurs SPR avec interrogation spectrale

La sensibilité spectrale est définie comme le déplacement de la position du pic SPR dû au changement d'indice de réfraction du milieu diélectrique à analyser (equ 3.4)

$$S_\lambda = \frac{d\lambda}{dn_s} = \frac{Re \left\{ \left(\sqrt[3]{\frac{\epsilon_m}{n_d^2 + \epsilon_m}} \right) \right\}}{\frac{N_{SPR}}{n_s} \cdot \frac{dn_p}{d\lambda} - \frac{n_s^3}{2} \cdot Re \left\{ \frac{d\epsilon_m/d\lambda_m}{\sqrt{\epsilon_m \cdot (\epsilon_m + n_s^2)^3}} \right\}} \quad (3.4)$$

Où

$$N_{SPR} = Re \left\{ \left(\sqrt{\frac{\epsilon_m n_s^2}{\epsilon_m + n_s^2}} \right) \right\} \quad (3.5)$$

Où $d\lambda$ est la variation de la position spectrale de ce minimum va donc nous informer

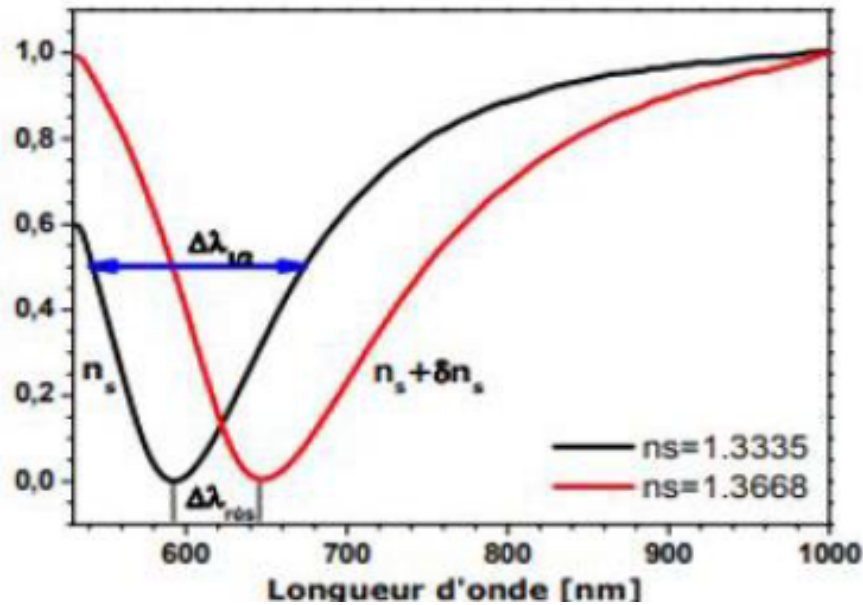


FIGURE 3.8 – Sensibilité des capteurs SPR avec interrogation spectrale test

sur l'évolution de l'indice de réfraction (concentration) au niveau de la surface sensible. À partir de l'équation (3.4), on peut voir que la sensibilité spectrale augmente rapidement avec la longueur d'onde, contrairement à la sensibilité angulaire. Généralement, pour les verres couramment utilisés (*BK7*, *SF10* et *SF11*), la dispersion est faible, surtout pour les faibles longueurs d'onde. Pour les faibles longueurs d'onde. On remarque aussi que la sensibilité spectrale pour l'Or et l'argent déposés sur un prisme en *BK7* augmente en fonction de la longueur d'onde et elle est plus élevée pour ce dernier. La sensibilité s'est également avérée approximativement proportionnelle à l'indice de prisme. Par conséquent, les capteurs contenant des couches d'Argent peuvent atteindre une sensibilité plus élevée que celle avec de l'Or.

Il convient également de noter que S , est proportionnel à l'indice de réfraction de milieu intérieur. Par conséquent, une sensibilité plus élevée peut être obtenue si l'indice de réfraction du milieu détecté est plus faible. Dans certains cas, l'utilisation de la sensibilité seule peut avoir un inconvénient lorsqu'un élargissement substantiel des pics de résonance accompagne par l'augmentation de la sensibilité réduisant ainsi la résolution. Pour cela, on introduit plusieurs paramètres qui sont importants, pour caractériser la performance de capteur SPR tel que : *le facteur de qualité (FQ)*, *la figure de mérite (FOM)*, *la précision de détection (DA)* et *la résolution et la limite de détection* [124].

Le facteur (Q) ou le facteur de qualité a été largement utilisé pour décrire le degré d'amortissement d'un résonateur en optique, en électronique et en mécanique ; le facteur (Q) est définie comme [125] :

$$Q = \lambda / FWHM \quad (3.6)$$

où (λ) est la longueur d'onde de résonance, FWHM est la largeur à mi-hauteur

La figure de mérite (FOM) est définie comme le rapport de sensibilité sur FWHM est écrit comme [124, 126] :

$$FOM = S / FWHM \quad (3.7)$$

Précision de détection (DA) est définie comme le rapport de l'angle de résonance de décalage (θ_{SPR}) à la largeur totale à la moitié du maximum de la courbe de résonance plasmon [127] comme on peut le voir dans la relation suivante

$$DA = \frac{1}{FWHM} \quad (3.8)$$

La résolution (R) : la résolution d'un capteur est le plus petit changement d'indice de réfraction détectable dans la sortie du capteur. Dans les biocapteurs à SPR, est l'équivalent du terme, limite de détection.

La plage dynamique est l'intervalle de valeurs d'indice de réfraction que l'on peut mesurer de façon efficace avec notre système. Elle dépend à la fois du coupleur en tant que tel, et aussi des systèmes de mesure associés. Il y a également un compromis à faire entre plage dynamique et résolution.

Nous avons donc ici un survol du fonctionnement des capteurs à résonance plasmonique, avec une emphase sur les capteurs basés sur la transmission extraordinaire de lumière à travers des structures plasmoniques dans une fine couche de métal. Ces capteurs offrent d'intéressantes possibilités d'intégration, notamment sur silicium, mais il existe des

sources de bruit inhérentes à ce type de capteur, qui limiteront donc notre résolution. Ceci dit, en jouant sur des structures, ou sur les techniques de modulation lumineuse du faisceau incident, nous pouvons arriver à des simulations numériques avec une meilleure résolution, c'est l'objectif de ce travail, que d'avoir des capteurs à meilleure résolution, et qui de plus puissent être facilement intégrés sur le silicium.

3.6 Détermination des constantes diélectriques des métaux

On a utilisé la méthode *Résonance Plasmon de Surface* pour déterminer les constantes diélectriques (l'indice de réfraction) telles que l'Argent dans le domaine visible [128], on voit le calcul des indices en chapitre 4.

La méthode *SPR* est établie d'abord par *Kretschmann* [129], puis utilisée par les autres [130, 131, 132, 133, 134]. Il a été établi qu'une couche métallique avec une constante diélectrique $\tilde{\epsilon}_m$ et une épaisseur d peut être trouvée à partir des minima des courbes de réflectances de *SPR* à une longueur l'onde donnée [135].

Pour faciliter la compression, nous passerons brièvement au calcul de l'excitation d'un *SPR* à la réflexion totale atténuée (*ATR*) qui étant démontré par *Kretschmann*.

On considère une onde lumineuse polarisée en mode *TM* avec une fréquence ω dans une configuration *Prisme/métal/diélectrique* voir le figure 3.9. Lorsque la lumière incidente à un angle θ supérieur à l'angle critique θ_c , le vecteur d'onde de l'onde incidente peut être couplée directement avec les plasmons de surface *SP* de l'interface métal-vide; ici $\theta_c = \sin^{-1}(1/n_p)$, où n_p est l'indice de réfraction du prisme le couplage a lieu lorsque ω et le vecteur d'onde de l'onde incidence $k_x(\omega)$ correspondent à la fréquence et au vecteur d'onde complexe k_{PS} du plasmon de surface (comme il est dit dans le chapitre 2), seule une correspondance approximative peut être atteinte pour $k_x(\theta) = Re(k_{SP})$ [136, 137].

$$k_0 n_p \sin \theta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_{mr}}{\epsilon_d + \epsilon_{mr}}} \quad (3.9)$$

avec

$$\theta = \theta_{ATR} = \sin^{-1} (Re(k_{SP}) \cdot c/n_p) \quad (3.10)$$

où θ_{ATR} , la réflexion totale atténuée.

Le couplage peut être analysé en calculant le reflectance R de la lumière donnée par [29]

$$R = \left| \frac{r_{31} + r_{12} \exp(i2k_{z1}d)}{1 + r_{31}r_{12} \exp(i2k_{z1}d)} \right|^2 \quad (3.11)$$

avec :

$$r_{31} = \frac{\epsilon_3 k_{z1} - \epsilon_1 k_{z3}}{\epsilon_3 k_{z1} + \epsilon_1 k_{z3}}$$

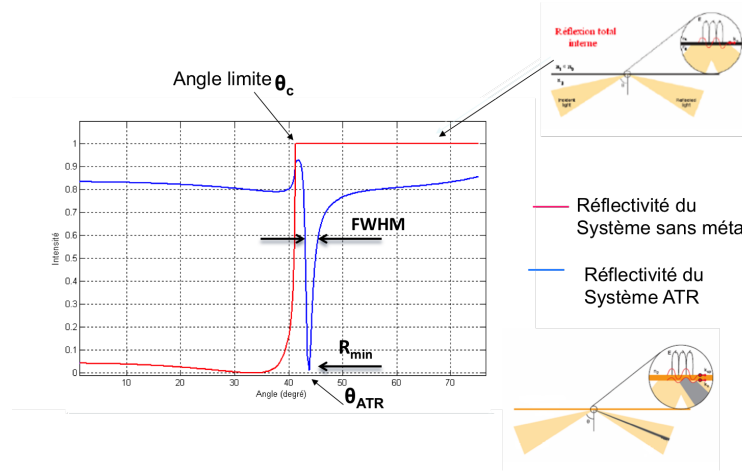


FIGURE 3.9 – Calculs numériques de la réflectivité Rp de configuration de Kretschmann.

;

$$r_{12} = \frac{\varepsilon_1 k_{z2} - \varepsilon_2 k_{z1}}{\varepsilon_1 k_{z2} + \varepsilon_2 k_{z1}}$$

et

$$k_{zj} = \left(\varepsilon_j \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 \right)^{1/2} \text{ pour } j = 1, 2, 3. \quad (3.12)$$

$$k_x = n \frac{\omega}{c} \sin(\theta) \quad (3.13)$$

Où les indices 1, 2, 3 désignent les quantités dans le métal, l'air et le prisme respectivement, ε_j et k_{zj} sont les constantes diélectriques et les composantes du vecteur d'onde perpendiculaire à l'interface dans le milieu j ; d est l'épaisseur du film métallique, et $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ est la longueur d'onde de la lumière dans le vide. On a $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' + i\varepsilon_1''$; $\varepsilon_2 = 1$ et $\varepsilon_3 = n_p^2$. Et comme θ proche de θ_{ATR} , la réflexion R peut être exprimée en fonction de θ [138].

$$R(\theta) = 1 - \frac{4Im(K^0)Im(K^R)}{[K_x - Re(K)]^2 + Im(K)^2} \quad (3.14)$$

avec :

 $K = K^0 + K^R$ comme

$$K^0 = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right)^{1/2} = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2} \right)^{1/2} + i \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon_1'' \varepsilon_2}{2\varepsilon_1'(\varepsilon_1' + \varepsilon_2)} \quad (3.15)$$

$$K^R = \frac{\omega}{c} [-r_{31}(K = K^0)] \left(\frac{2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right) \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right)^{3/2} \times \exp \left[i \frac{4\pi d}{\lambda} \cdot \frac{\varepsilon_1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^{1/2}} \right] \quad (3.16)$$

K est le vecteur d'onde complexe du plasmons de surface dans la configuration de *Kretschmann*, et K^0 est la vague complexe de vecteur du plasmons de surface à l'interface métal-vide en l'absence du prisme. K^R est la perturbation de K^0 en présence du prisme. Les parties imaginaires de K^0 et K^R sont les amortissements intrinsèques et radiatifs respectivement. La réflectance à un creux de *Lorentz* [34] à θ_{ATR} avec une largeur a mi-hauteur W_θ quand $[Im(K) < |Re(K)|]$ et la réflectance minimale R_{min} donnée par :

$$W_\theta = FWHM = 2Im(K) \cdot \cos(\theta_{ATR})c/n\omega \quad (3.17)$$

$$R_{min} = 1 - 4\eta/(1 + \eta)^2 \quad (3.18)$$

où

$$\eta = Im(K^0)/Im(K^R) \quad (3.19)$$

à partir des équations (3.14) -(3.19), on peut procéder à la détermination de la constante diélectrique ε_1 et de l'épaisseur "d" d'un film métallique de courbe R mesurée en fonction θ . Pour déterminer ε_1 et d du film métallique on suit les étapes comme suit :

- Remplacé θ_{ATR} mesuré en : $\theta = \theta_{ATR} = \sin^{-1} (Re(k_{SP}) \cdot c/n_p)$ pour calculer $Re(K)$.
- Mettre $Re(K^0) = Re(K)$ car $Re(K^R) \ll Re(K^0)$.
- Déterminer ε_1' en l'utilisant la partie réelle de l'équation (3.15)
- Déterminer $[Im(K^0) + Im(K^R)] = ImK$ en remplaçant le θ_{ATR} et W_θ dans l'équation(3.17)

$$Im(K) = \frac{n\omega W_\theta}{c} \frac{1}{2 \cos \theta_{ATR}}$$

- Déterminer $Im(K^0)/Im(K^R)$ en remplaçant le R_{min} mesuré en équation (3.18).
- Séparé $Im(K^0)$ et $Im(K^R)$ à partir résultat obtenu aux deux des étapes précédentes.
- Déterminer ε_1'' en substituant ε_1' et $Im(K^0)$ dans la partie imaginaire de l'équation (3.15)

- Déterminer l'épaisseur "d" en remplaçant θ_{ATR} , ϵ'_1 , ϵ''_1 et $Im(K^R)$ dans la partie imaginaire de l'équation (3.16)

3.7 Optimisation des paramètres optiques des multicouches

S'appuyant sur la connaissance des méthodes de calcul et de la modélisation des matériaux développée dans les sections précédentes, l'optimisation de plusieurs paramètres de conception pour avoir une meilleure performance des biocapteurs à SPR

3.7.1 Épaisseur de la couche métallique :

Dans le cas du couplage optique en mode ATR, l'efficacité d'excitation de PS (quantifiée par la valeur minimale du coefficient de réflexion au centre du pic SPR) est très sensible à l'épaisseur de la couche adhérente au prisme¹. Si l'environnement du système plasmonique est l'air ou le vide ($n_p = 1$), dans le cas de l'architecture ATR, l'épaisseur optimale, d_{opt} , est donnée par la relation [81, 132].

- dans la configuration d'Otto :

$$d_{opt} = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{|\epsilon_r| - 1} . b \quad (3.20)$$

- dans la configuration de *Kretschmann-Raether* :

$$d_{opt} = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\sqrt{|\epsilon_r|} - 1}{|\epsilon_r|} . b \approx 40 - 55nm \quad (3.21)$$

où $b = \left[\frac{8\epsilon_r^2 \epsilon_{III} a}{\epsilon_i (|\epsilon_r| + 1) (\epsilon_{III}^2 + a^2)} \right]$, avec $a = \sqrt{|\epsilon_r| \cdot (\epsilon_{III} - 1) - \epsilon_{III}}$ et $\epsilon_{III} = n_{III}^2$

ϵ_{III} est la permittivité diélectrique du milieu émergent.

Cette épaisseur optimale est l'épaisseur que le métal doit posséder pour optimiser le couplage entre l'onde incidente et les plasmons de surface de l'interface II/III [137, 132].

L'influence de l'épaisseur d de la couche métallique sur le comportement du spectre de réflexion du système de la figure (3.5) est résumée à la Figure (3.10). Il apparait ainsi qu'un écart par rapport à l'épaisseur optimale, d_{opt} , conduit à un déplacement du pic de résonance, à une modification de sa largeur, ainsi qu'à une variation de son amplitude. Plus précisément, une épaisseur supérieure à la valeur optimale induit une résonance plus étroite à un angle

1. Il s'agit du métal plasmonique dans la configuration de Kretschmann-Raether et du gap dans celle d'Otto

d' incidence plus faible. Une épaisseur inférieure à l'épaisseur optimale entraîne, quant à elle, une résonance moins angulairement sélective à une angle d'incidence plus élevée. Dans les deux cas, l'amplitude du pic d'absorption diminue.

Les paramètres de calcul sont : $\epsilon_I = 2.31$, $\epsilon_{III} = 1$, $\epsilon_m = -11.6 + i1.5$, $\lambda = 632.8nm$, avec

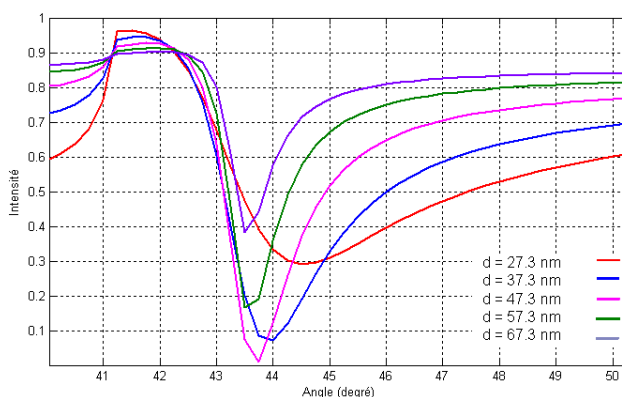


FIGURE 3.10 – Calculs numériques de la réflectivité R_p angulaire de la structure ATR pour différentes épaisseurs de la couche d'Or.

$d = 47.3nm$.

3.7.2 Influence d'un indice de réfraction de prisme sur la courbe de plasmon de surface

Nous allons utiliser pour les biocapteurs basés sur les plasmons de surface des matériaux prismes, qui sont classés en deux grandes catégories :

1. les verres optiques à base de silice avec indice de réfraction typique tels que les matériaux en verre BK7.
2. les matériaux optiques à base de verre chalcogène qui ont récemment suscités un intérêt significatif au cours des dernières années en raison de leur excellente transparence jusqu'aux régions à infrarouge moyen. les verres chalcogénures sont formés en ajoutant des matériaux tels qu'As, Ga, G et Sb aux éléments chalcogènes du groupe VI(S, Se et Te). Pour un choix particulier comme exemple ici a la composition $Ge_{20}Ga_{5}Sb_{10}S_{65}$ qui est connu comme le verre 2S2G.

Pour illustrer l'influence des matériaux du prisme choisis sur la performance des biocapteurs à SPR résultants, on fait une comparaison entre l'effet de prisme BK7 et le verre 2S2G. Considérant d'abord deux dispositifs le premier à base de prisme BK7 et le deuxième à base de 2S2G la lumière utilisée de longueur d'onde environ de 670 nm - 780 nm est la région la plus intéressante pour les biocapteurs à SPR. L' indice de réfraction de prisme BK7 est 1.5111 à la longueur d'onde 780 nm, et pour le prisme 2S2G peut facilement être calculé, en

utilisant l'équation de dispersion de Cauchy (3.22) qui a donné $n = 2.3066$ pour la même longueur d'onde.

$$n(\lambda) = 2.2407 + \frac{2.693 * 10^{-2}}{\lambda^2} + \frac{8.08 * 10^{-3}}{\lambda^4} \quad (3.22)$$

Pour la configuration de kretchmenn fig 3.11(a) l'épaisseur optimale est environ de 50 nm, et pour la configuration fig 3.11 (b) pour le prisme verre 2S2G l'épaisseur est 45 nm. On prône l'eau comme milieu diélectrique détecté.

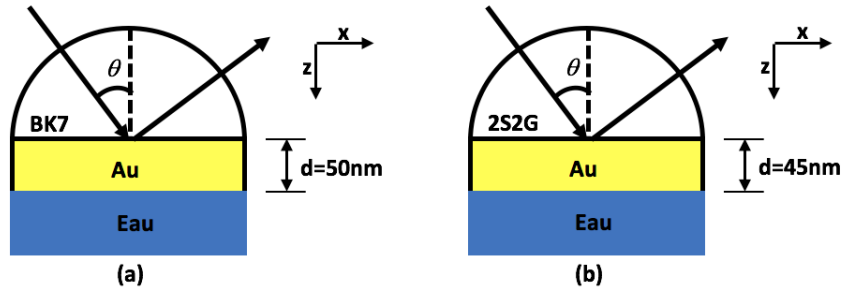


FIGURE 3.11 – configuration de kretchemenn pour le prisme BK7 (a) et pour le prisme 2S2G (b)

La figure (3.12) illustrée les courbes de résonance pour les deux prismes avec un angle 66.54 pour le BK7 et une largeur à mi-hauteur égale à 1.5 et pour le 2S2G l'angle de résonance est 36.98 et FWHM peut être considérée comme étant d'environ de 0.5 au lieu de 1.54 comme dans le cas du prisme BK7. Cela indique que pour une longueur d'onde donnée et un milieu diélectrique détecté, l'utilisation d'un matériau du prisme avec un indice de réfraction plus élevé donne une largeur à-mi-hauteur de résonance plus étroite.

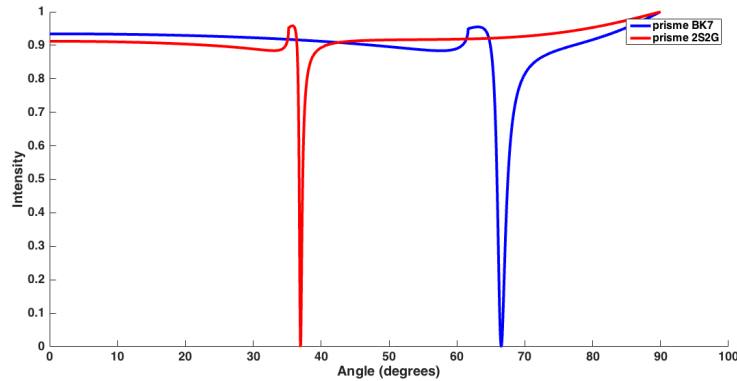


FIGURE 3.12 – les courbes de résonance pour prisme BK7 et pour prisme 2S2G

En supposant un changement de l'indice de réfraction de $\Delta n = 0.005RIU$. On remarque , il y a un décalage de l'angle de résonance correspondant a ce changement, les courbes de réflective résultante sont illustrées à la figure (3.13).

La sensibilité de l'indice de réfraction est calculée à environ de $34^{\circ}/RIU$ pour prisme 2S2G

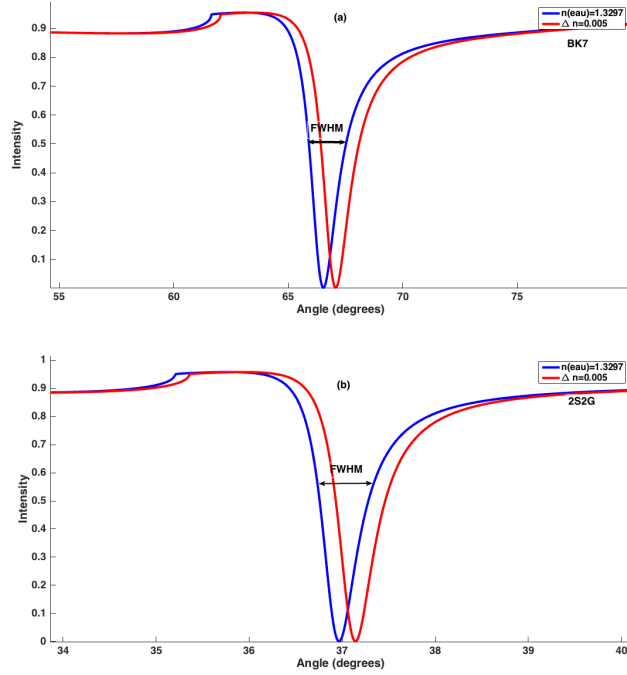


FIGURE 3.13 – configuration de kretchemann pour prisme BK7 (a) et pour prisme 2S2G (b)

est égale de $106^{\circ}/RIU$ pour le prisme BK7, la valeur de mérite de ce biocapteur à SPR est facilement calculée à environ 71 pour BK7 et 68 pour prisme 2S2G, les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau 4.4 :

Sur la base de la discussion précédente, l'influence des matériaux du prisme sur les caracté-

TABLE 3.1 – Comparaison des paramètres de performance du capteur SPR pour les deux prismes.

Longueur d'onde $\lambda = 780(nm)$	prisme <i>BK7</i>	prisme <i>2S2G</i>
Indice de réfraction	1.5111	2.3066
Epaisseur optimale $d_{opt}(nm)$	50	45
FWHM	1.5	0.5
Sensibilité pour $\Delta n = 0.005(^{\circ}/RIU)$	106	34
Valeur de mérite	71	68

ristiques pertinentes des biocapteurs à SPR pour une longueur d'onde donnée et du milieu diélectrique détecté peut être résumée comme suit :

- Premièrement, plus l'indice de réfraction du prisme est élevé, plus l'angle de résonance qui en résulte est faible.
- Deuxièmement, la largeur à mi-hauteur (FWHM) est effectivement réduite lorsqu'en utilise un matériau du prisme avec un indice de réfraction plus élevé.

- Troisièmement, lorsqu'en augmente l'indice de réfraction du prisme, la sensibilité angulaire des biocapteurs à SPR résultante à de la variation de l'indice de refraction de milieu extérieur est effectivement diminuée au point que l'effet de cette diminution annule celui de la largeur à-mi-hauteur la plus étroite.

3.7.3 Choix des métaux

Dans la gamme de longueur d'onde de visible jusqu'au proche infrarouge, qui est la gamme optique la plus intéressante pour les biocapteurs à base de SPR, l'intérêt de travail avec des métaux comme l'Or ou l'Argent est notamment le fait que la partie réelle de la permittivité diélectrique relative est grande et négative. Il faut aussi examiner la partie imaginaire de la permittivité diélectrique relative, qui est le facteur déterminant dans le choix des métaux pour les biocapteurs à SPR. La figure (3.14) illustre la partie imaginaire de la permittivité diélectrique relative d'une même sélection de métaux et du même intervalle de longueur d'onde.

Nous savons que la partie imaginaire de la permittivité diélectrique relative des métaux

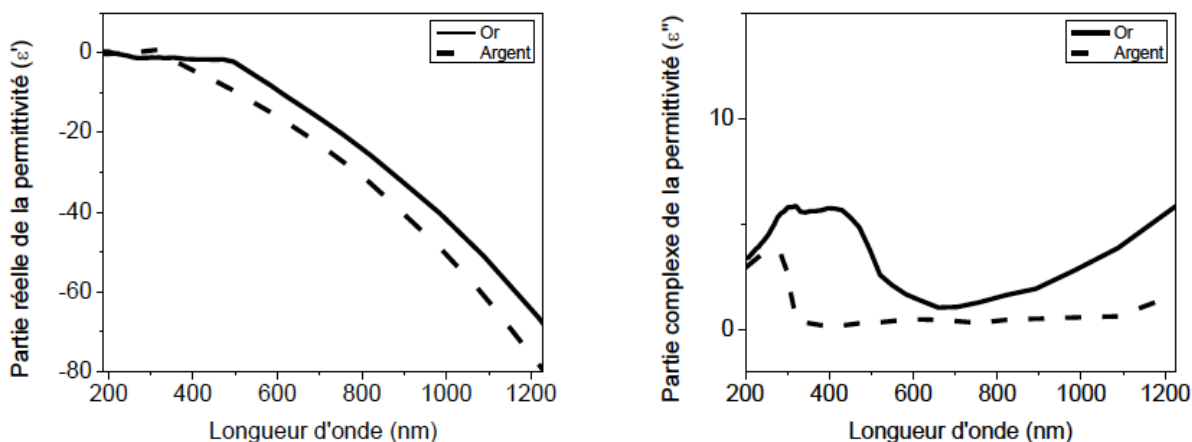


FIGURE 3.14 – la partie réelle et la partie imaginaire de la constante diélectrique aux métaux plasmoniques Or et Argent en fonction de la longueur d'onde.

est liée à la perte de propagation des plasmon de surface correspondante. Plus la partie imaginaire de la permittivité diélectrique relative est petite, plus la perte de propagation des plasmons de surface résultants est faible. Une perte de propagation plus faible signifie que lorsqu'une onde optique est couplée à des plasmons de surface entraînant une résonance plasmonique de surface avec une largeur à mi-hauteur plus étroite.

L'Argent produit une bande plasmonique plus étroite que l'Or ce qui offre une meilleure résolution. Bien que la partie imaginaire de la permittivité diélectrique relative de l'Argent soit constamment inférieure à celle de l'Or, l'Argent n'est pas le métal de choix habituel pour les biocapteurs à SPR. La raison est que l'Argent s'oxyde facilement au contact de l'air et

réagit mal avec les thiols utilisés comme ligand pour le récepteur moléculaire. D'autre part, l'Or est beaucoup plus stable chimiquement par rapport à l'Argent, en outre la surface de l'Or peut également être facilement fonctionnalisée. L'Or est donc le métal de choix pour les biocapteurs à SPR.

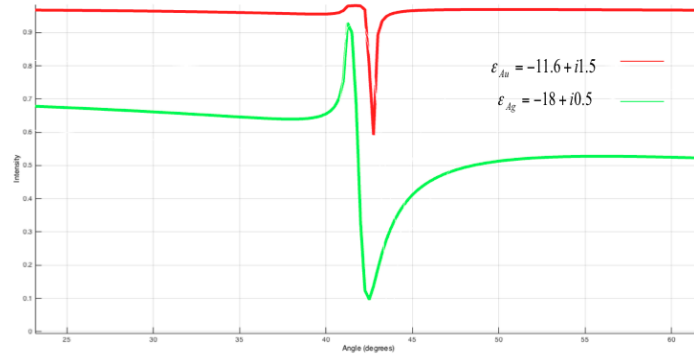


FIGURE 3.15 – Réponse réflectivité par des couches métalliques Au et Ag.

3.7.4 Permittivité du milieu émergent

Quant à l'effet qu'apporte une variation de la permittivité diélectrique du milieu émergent, ϵ_{III} , sur la réponse du système ATR. Les calculs numériques montrent qu'une augmentation de ϵ_{III} déplace l'angle de résonance, θ , vers les grands angle d'incidences : Figure (3.16). Afin d'expliquer ce comportement, il faut à nouveau considérer les relations de dispersion des plasmons et de la lumière donnée par les équations (3.23) et (3.24), respectivement.

$$k_{x,j}^p = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{\epsilon_m \epsilon_j}{\epsilon_m + \epsilon_j} \right)} \quad (3.23)$$

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_I} \sin \theta \quad (3.24)$$

L'augmentation de la permittivité du milieu émergent entraîne une augmentation de la composante x du vecteur d'onde des plasmons de surface. En effet, le terme $\sqrt{\left(\frac{\epsilon_m \epsilon_j}{\epsilon_m + \epsilon_j} \right)}$ de l'équation (3.23) augmente et, par conséquent, la valeur de k_{SP} également. Cette variation du vecteur d'onde des plasmons nécessite un nouvel accord avec le vecteur d'onde de la lumière incidente afin d'obtenir la résonance. Ainsi, puisqu'à la résonance $k_x^{inc} = k_{SP}$, la projection selon l'axe x du vecteur d'onde de la radiation incidente doit être augmentée, compte tenu de la relation (3.24) et des remarques formulées au paragraphe précédent concernant la variation des paramètres de cette équation, λ et ϵ_I restant constant, l'angle de résonance doit se déplacer vers les grandes incidences[104].

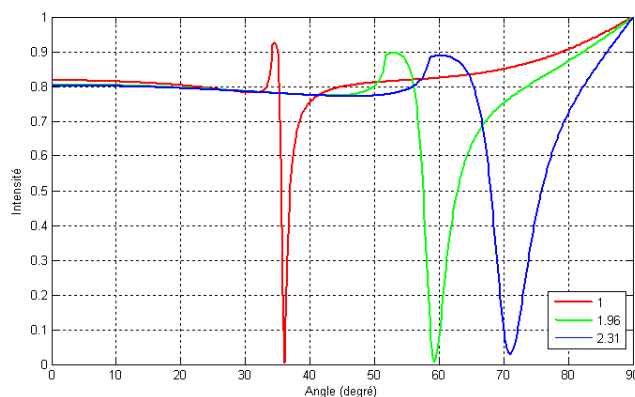


FIGURE 3.16 – Évolution de la réflectivité parallèle angulaire du dispositif ATR pour différentes valeurs de la permittivité du milieu émergent.

Une augmentation de la permittivité du milieu émergent induit une résonance pour une incidence plus élevée. Notons également qu'une augmentation de la permittivité diélectrique, ϵ_{III} , conduit à une augmentation de la valeur de l'angle critique. Ainsi, compte tenu des observations réalisées dans le paragraphe précédent, le sens du déplacement de la position de l'angle critique lors d'une modulation d'un paramètre de la structure peut constituer un premier indice quant au sens du déplacement du pic de résonance.

La permittivité du milieu incident est : $\epsilon_I = 3.19$, (*LaSFN21*), la longueur d'onde vaut $632.8nm$ et le métal est l'Or, $\epsilon_{Au} = -11.6 + i1.5$. Les différentes valeurs de la permittivité du milieu émergent utilisées correspondent à l'air ($\epsilon_{III} = 1$), au quartz ($\epsilon_{III} = 1.96$) et au verre *BK7* ($\epsilon_{III} = 2.31$). L'épaisseur du métal a été ajustée de manière à obtenir la valeur optimale définie par la relation (3.21) : $d_{air} = 47.3nm$, $d_{quartz} = 47.1nm$ et $d_{BK7} = 47nm$.

3.8 Conclusion

Dans le but d'étudier de nombreux paramètres pour l'optimisation d'un signal plasmonique tels que l'indice de réfraction de prisme, le choix du métal, l'épaisseur optimale du métal et l'indice de réfraction du milieu à détecter. Ces paramètres influencent tous la sensibilité, la largeur à mi-hauteur, la résolution et la figure de mérite. De la simulation basée sur l'équation de réflectivité de Fresnel les expériences ont été réalisées à l'aide du programme MATLAB afin d'optimiser les paramètres expérimentaux avant de réaliser l'expérience. Les paramètres simulés ont été utilisés comme guide pour les expériences. L'objectif de l'optimisation de l'ensemble de ces paramètres aboutit à l'identification d'une structure ayant une sensibilité en solution optimale. L'hypothèse étant que plus une structure est sensible en solution plus elle est influencée par des variations d'indice de réfraction de milieu détecté.

Chapitre 4

Biocapteur à Résonance Plasmon de Surface Délocalisée

4.1 Introduction

Ce chapitre est divisé en deux grandes sections : l'optimisation des paramètres expérimentaux à l'aide de simulations théoriques pour application sur un milieu biologique c'est telle que la Muqueuse colorectale et le développement de la performance d'un instrument de résonance plasmonique de surface. La technique de Résonance plasmonique de Surface (SPR) repose sur certains paramètres tels que la longueur d'onde d'excitation du laser, l'épaisseur du film d'Or et l'indice de réfraction du matériau diélectrique de chaque côté du film métallique. Ces paramètres doivent donc être pris en compte lors de la conception d'un plasmon de surface. Un système de détection basé sur la résonance. Ce chapitre présente les simulations théoriques réalisées pour l'optimisation de ces paramètres expérimentaux afin de concevoir un dispositif de détection à haute performance basé sur la résonance plasmonique de surface. Ces simulations théoriques sont basées sur les équations de réflectivité de Fresnel pour un système à trois couches (prisme, une couche métallique de l'Or ou de l'Argent et une couche extérieure) pour la lumière polarisée p. Les simulations théoriques ont été exécutées à l'aide du logiciel «MATLAB». Les effets de la longueur d'onde d'excitation, de l'épaisseur du film d'Or et du matériau du prisme sur la courbe SPR ont été étudiés. L'étroitesse et la profondeur de pénétration étaient les principaux critères d'évaluation de la courbe SPR pour obtenir de meilleures performances. Dans cette section du chapitre révèle l'application de base de la résonance plasmonique de surface (SPR) expérimentale technique. Nous utilisons cette méthodologie pour étudier la couche mince naturelle de tissu biologique (la Muqueuse colorectale) qui s'est empilée sur le film mince d'Or.

4.2 Dépôt des couches minces

4.2.1 Propriétés des couches minces réelles

Une couche dite mince est un objet dont l'une des dimensions géométriques est très faible (de quelques dizaines nanomètres à quelques micromètres). Cela explique le rôle essentiel des interactions surfaciques dans l'établissement des propriétés physiques de ces objets. D'ailleurs, c'est la raison principale pour laquelle les propriétés physiques des couches minces diffèrent de manière significative de celles des corps massifs.

L'aire totale de grains cristallins est supérieure à celle des deux faces d'une couche mince. Par conséquent, l'effet de frontières de grains cristallins sur les propriétés d'une couche mince prévaut sur celui de ses faces. Ainsi, les propriétés physiques d'une couche mince

En général, les couches minces utilisées dans les applications optiques sont polycristallines ; leur état est métastable, hors de l'équilibre et éloigné du minimum énergétique. D'un point de vue microscopique, elles se composent des grains cristallins enrichis par des défauts, qui sont séparés par des zones enrichies par des impuretés figure (4.1). Les dimensions des grains cristallins sont du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche mince [139]. Il ressort de l'étude bibliographique que les couches minces présentent une microstructure en forme de colonnes de diamètres variants de 10 à 30nm³. L'orientation des grains cristallins varie en fonction de l'angle solide entre le plan du substrat et le flux de molécules lors du dépôt.

La microstructure des couches minces est extrêmement sensible aux propriétés chimiques et physiques de tout matériau mis en jeu lors de sa croissance, ainsi que des conditions physiques de dépôt à chaque étape d'évolution de la couche mince.

En particulier, les propriétés d'une couche mince sont très sensibles à la nature du substrat, sur lequel elle se situe. Cela explique, par exemple, pourquoi les couches d'un même matériau et d'une même épaisseur peuvent présenter des propriétés physiques essentiellement différentes sur les substrats de nature différente.

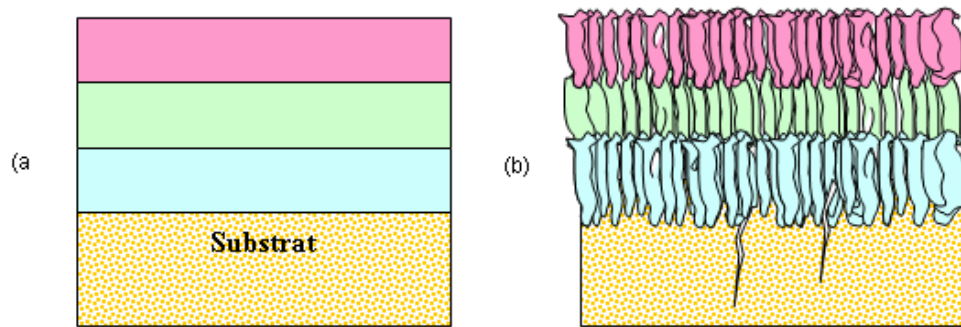


FIGURE 4.1 – Structure des couches minces : a) théorique ; b) réelle.

Étape	Processus	Structure	Épaisseur
Nucléation	Apparition sur la surface du substrat des petites îles d'adatoms.		<5 nm
Agrégation	Croissance des îles isolées ; la formation d'un réseau macroscopique continu (<i>percolation</i>). <u>Mécanisme</u> : un atome arrivé sur la surface du substrat transmet une partie de son énergie au réseau cristallin. Le reste de l'énergie incite la migration de l'atome sur la surface.		10-14 nm
Croissance	Agrandissement de l'épaisseur de la couche jusqu'à la valeur prédéterminée ⇒ La structure finale de la couche est déterminée essentiellement par le rapport entre la température du substrat et la température de fusion du matériau à déposer.		>20 nm

FIGURE 4.2 – Évolution d'une couche mince lors du dépôt.

L'épaisseur de percolation, au-delà de laquelle les îlots coalescents et la couche mince devient continue, varie suivant la nature du matériau, la vitesse du dépôt, la température du substrat, l'adhérence de sa surface etc [140]. Typiquement, elle vaut de 10 nm à 20 nm .

4.3 Réalisation et caractérisation du système ATR

4.3.1 Élaboration des couches minces métalliques

Le dépôt des couches métalliques sur un prisme de haut indice s'effectue au moyen de la technique d'évaporation thermique sous vide.

L'appareil est composé d'une cloche, d'une porte échantillon avec une balance à quartz, d'une source d'Ag ou d'Or, et d'un système de pompage voir fig (4.3). L'Or, sous forme de grenaille, est déposé dans un creuset. Avant toute opération de dépôt, nous réalisons le vide dans l'enceinte. Ce vide est réalisé à l'aide d'une pompe primaire 10^{-3} mBar puis à diffusion jusqu'à 10^{-6} mBar . Lorsque le vide est atteint, un courant traverse le creuset pour le chauffer jusqu'à ce que le matériau s'évapore.

Les particules d'Argent, vaporisées et se déposent sur le substrat (prisme) qui est placé au-dessus du creuset.

La vitesse de dépôt et l'épaisseur de la couche métallique peuvent être contrôlées en temps réel par la balance à quartz qui est placée au même niveau que le substrat.

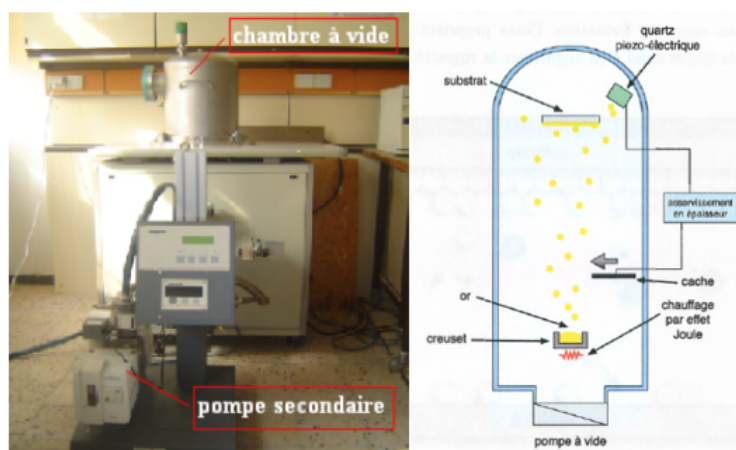


FIGURE 4.3 – Évaporateur thermique sous vide.

L'épaisseur de la couche dépend du courant, nous avons déposé une couche d'Argent d'une épaisseur de l'ordre de 50 à 60 nm.

Toutefois, cette méthode de déposition n'est précise qu'à une dizaine de nanomètres près. Parmi les facteurs susceptibles d'influencer l'épaisseur de la couche on peut citer :

- La position des différents substrats dans la cloche de dépôt qui joue un rôle important et difficilement contrôlable.

- La quantité utilisée et le temps nécessaire pour l'évaporation.

Les propriétés géométriques des couches minces déposées dépendent de la vitesse de dépôt. Une étude menée au laboratoire (Lyon) a montré que plus la vitesse de dépôt est rapide, plus la rugosité de la couche est fine. Ces travaux semblent confirmer des résultats plus anciens [141]. Cependant, une vitesse trop rapide nuit à la précision de l'épaisseur déposée. Nous utilisons une vitesse de dépôt de $0.2nm.s^{-1}$, ce qui nous permet de déposer des épaisseurs reproductibles et d'obtenir des films d'Argent ou d'Or de bon état de surface.

4.3.2 Techniques d'analyses des couches minces

Parmi les techniques disponibles au niveau de laboratoire on a :

- Microscope à Force Atomique(AFM).

4.3.2.1 Microscope à Force Atomique(AFM)

L'AFM ou Microscope à Force Atomique, caractérise la topographie et les propriétés physiques à l'échelle nanométrique. Les images des surfaces obtenues sont proches de la résolution atomique. Les forces électrostatiques de Van der Waals, capillaires, magnétiques et ioniques, permettent d'obtenir des images de la surface de l'échantillon.

Principe :

L'AFM, technique d'analyse de surface mise au point en 1986, (G. Binnig, 1986) est basée sur la mesure des forces d'interactions qui se mettent en place lorsqu'une pointe solide est rapprochée de la surface d'un échantillon. Les atomes de la surface et ceux de l'extrémité de la pointe ont tendance à s'attirer jusqu'à ce qu'ils soient à une distance proche, où ils se repoussent alors. La pointe AFM est fixée à l'extrémité d'un levier souple dont la mesure est effectuée par flexion, par le biais d'une réflexion laser qui permet d'accéder à une mesure de la force d'interaction. Nous montrons sur la figure (4.4), un schéma type du principe de fonctionnement d'un AFM. En imposant une consigne de force (ou set point), la pointe parcourt l'échantillon en variant son inclinaison pour compenser les fluctuations de la force d'interaction et pour la conserver constante. L'inclinaison de la pointe est traduite par des variations de hauteur entre deux points consécutifs d'une même ligne de l'image en cours d'acquisition. En balayant la pointe ligne par ligne, on reconstruit l'image de la surface de l'échantillon [142].

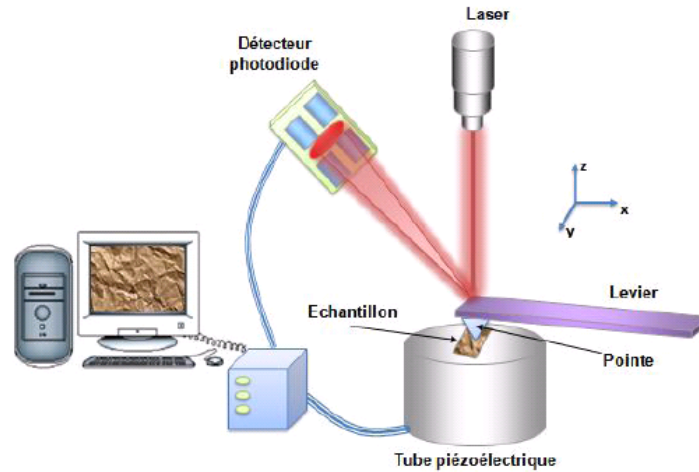


FIGURE 4.4 – Principe de fonctionnement de l'AFM.

Morphologie de surface :

L'AFM permet d'obtenir une image tridimensionnelle d'une surface avec une résolution latérale du nanomètre à une dizaine de nanomètres suivant le rayon de courbure de la pointe utilisée et une résolution verticale de l'ordre de l'Angström.

L'amplitude d'oscillation de la pointe constante, un système d'asservissement ajuste la distance pointe - surface. L'image de la topographie de la surface de l'échantillon est relative aux variations d'amplitude selon Z du balayage par la pointe de la surface à analyser.

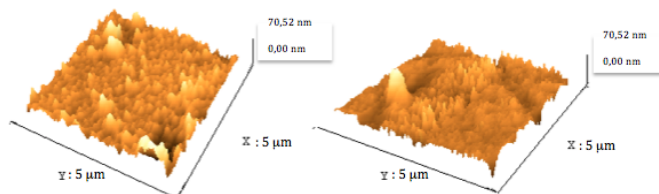


FIGURE 4.5 – Image de l'AFM pour la surface d'Or.

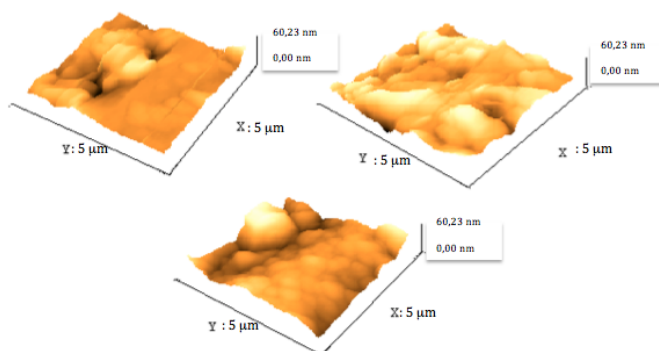


FIGURE 4.6 – Image de l’AFM pour la surface d’Argent.

4.4 Méthodes de détection des plasmons de surface

La détection des plasmons de surface peut se faire par différentes méthodes :

- Ellipsométrie [143].
- Détection par diffusion de lumière due à la rugosité de surface .
- Détection par mesures du rendement photoélectrique .
- Détection par mesures réfractométriques en ATR , qui sera utilisée dans notre travail. Dans cette technique, la mesure du facteur de réflexion (lumière réfléchiée par la couche métallique du système optique en ATR), soit en lumière polarisée "P" ou "S", peut s’effectuer de deux manières :

* En variant l’angle d’indice θ_p , à longueur d’onde $\lambda = 2\pi c/\omega$ constante ; on aura $R_{p/s}(\theta)$.

* En variant la longueur d’onde λ , à incidence constante ; on aura $R_{p/s}(\omega)$.

Dans notre travail les mesures seront effectuées en lumière polarisée "P", à incidence variable et longueur d’onde constante.

4.5 Montage optique

L’étude du phénomène SPR requiert un montage optique très particulier, pourtant à l’exception de quelques cas spéciaux, très simple et compact [144, 145]. La partie principale du montage expérimental est un élément qui permet d’effectuer le couplage de l’onde lumineuse avec les SPs (un prisme dans notre cas). Le montage utilisé dans ce travail est montré sur la Figure (4.7).

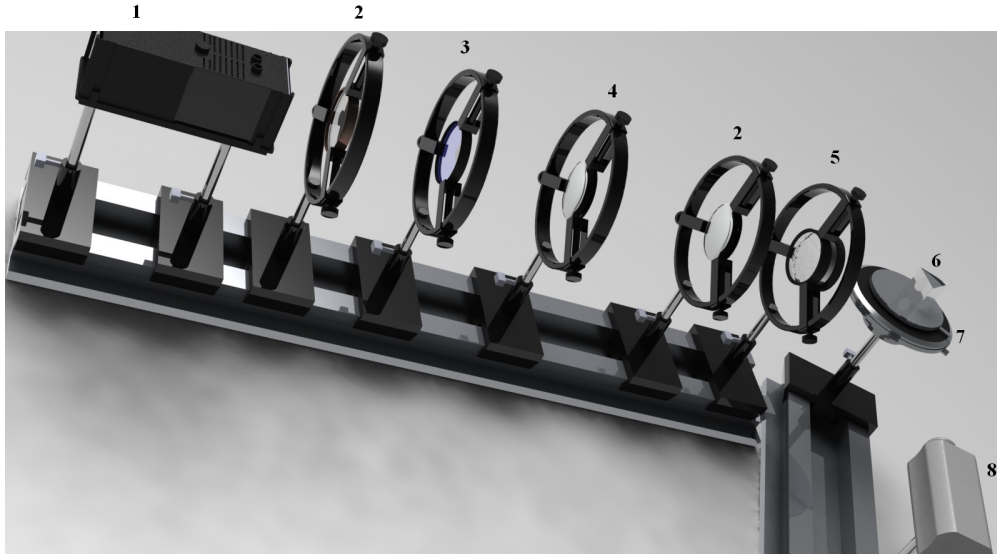


FIGURE 4.7 – Schéma du montage expérimental d’excitation optique des PS en lumière convergente.

4.6 Excitation optique des PS

Le principe des systèmes de couplage pour l’excitation des plasmons de surface repose sur la modification du moment de l’onde incidente. Plus précisément il faut augmenter le vecteur d’onde tangentiel de cette onde électromagnétique pour arriver au couplage. On peut utiliser la configuration Kretschman pour d’arriver à ce résultat :

4.6.1 Dispositif optique

Ce montage est schématisé sur la figure (4.8), il comprend :

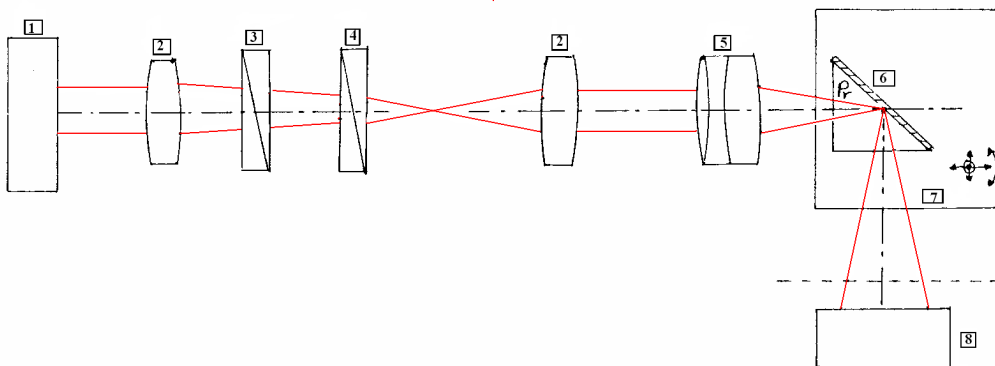


FIGURE 4.8 – Schéma du montage expérimental.

- 1 - Une source de lumière blanche(S).
- 2 - Deux lentilles (L1) et (L2).
- 3 - Un filtre interférentiel (P.F.I).
- 4 - Un polariseur (P) permettant d'obtenir les polarisations "S" et "P" du faisceau incident.
- 5 - Un objectif photographique (Ob) de faible focale ($f = 50mm$) pour focaliser.
- 6 - Coupleur.
- 7 - Un goniomètre gradué qui porte l'échantillon (PE) à quatre degrés de liberté (trois translations et une rotation)commandé par des vis micrométriques.
- 8 - Un détecteur (caméra CCD).

Le système de lecture à SPR est constitué de deux bras :

- le premier bras « *élément d'entrée* » : sert à créer une onde lumineuse évanescente **TM**. Il est constitué d'une source de lumière blanche, d'un polariseur, d'un filtre interférentiel, de deux lentilles et d'un objectif photographique.
- le second bras « *élément de sortie* » sert à réaliser le couplage. Il contient :
 - Un prisme (couplage).
 - Une couche métallique (PS).
 - Un détecteur (CCD).

4.6.2 Réglage

- À l'aide d'une source laser montée à la place de la source de lumière (S) de la figure (4.8) et d'un miroir réfléchissant monté derrière l'échantillon, nous avons aligné les axes mécaniques et optiques de tous les éléments de la figure (4.8).
- Une position optimale de chaque élément, pour minimiser les erreurs.
- On aligne sur l'axe du porte-échantillon à l'aide d'un laser monté à la place de la caméra détecteur CCD.

4.6.3 Étalonnage

L'étalonnage du montage est une opération qui consiste à régler la lecture du goniomètre de façon à lire directement la position angulaire des résonances, sans avoir recours à une mesure auxiliaire d'angle.

Cette opération, dont le principe est schématisé sur la figure (4.9) est effectuée à l'aide d'une source laser, d'un prisme demi-cube étalon d'indice 1.600, des détecteurs CCD dont la fente d'entrés est très fine et d'un diaphragme de très faible ouverture.

Ces réflexions doivent passer respectivement par le centre de fente d'entrée du D-P et par le centre du diaphragme.

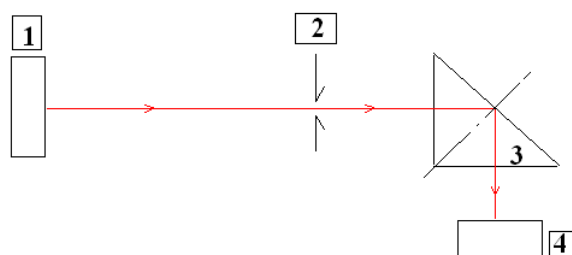


FIGURE 4.9 – Principe d'étalonnage du montage.

- 1 - Source Laser.
- 2 -Diaphragme.
- 3 - Prisme demi-cube.
- 4 - Un détecteur (caméra CCD).

4.7 Mesure de la constante diélectrique de l'Argent

La mesure du coefficient de réflexion sur la face métallique en fonction de l'angle d'incidence permet de déduire la constante diélectrique du métal. Nous avons mesuré la constante diélectrique de l'Argent à trois longueurs d'onde, les résultats sont en accord avec la théorie :

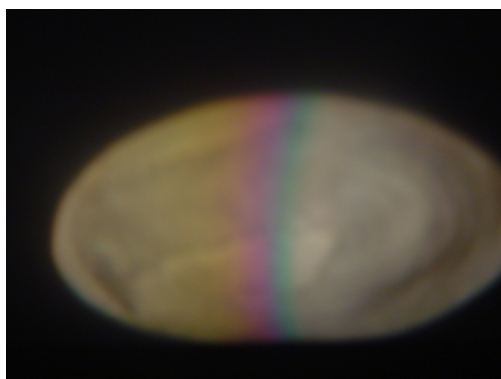


FIGURE 4.10 – Première visualisation du phénomène de résonance.

La figure 4.10 représente la réponse du système lorsqu'il y a une résonance. Notez que la bande centrale représentant la bande d'absorption ; Elle est large du fait de la dispersion spectrale de la source polychromatique.

4.8 Obtention de la constante diélectrique à partir de la courbe de réflexion

Sur la base de calcul de kretchmann, que nous avons détaillée dans le chapitre 3, et à partir de courbe de réflectivité au point de résonance. On peut extraire la partie réelle de la constante diélectrique l'Argent par l'égalité entre la partie réelle des plasmons de surface et du vecteur d'onde incident :

$$k_{PS} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m(\omega)}{\epsilon_d + \epsilon_m(\omega)}} \quad (4.1)$$

$$k_x = \frac{\omega}{c} n_p \sin \theta \quad (4.2)$$

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m(\omega)}{\epsilon_d + \epsilon_m(\omega)}} = \frac{\omega}{c} n_p \sin \theta \quad (4.3)$$

4.9 Résultats expérimentaux et interprétation

Les courbes représentées dans les figures 4.11 (a), (b), (c) sont des courbes de réflectivité R_p obtenues sur la couche d'Argent déposée sur le prisme demi-cube ($n_0 = 1.6002$)¹. La courbe verte correspond à la longueur d'onde 510 nm , la rouge en 590 nm et la courbe noire à 630 nm en fonction de θ .

Les images sont traitées pour extraire le profil. Correspondant à la courbe de réflectivité en fonction de θ .

Les figures 4.11 (a), (b), (c), montrent les résultats pour les trois longueurs d'onde.

Les résultats expérimentaux sont regroupés dans ce tableau

Longueur d'onde λ (nm)	θ°	K_m	$Re(\epsilon_1)$
510 nm	40.774	1.2879	-10.78
590 nm	40.259	1.1017	-14.39
630 nm	39.963	1.0249	-17.82

1. On mesuré indice de refraction de prisme par réfractomètre d'Abbé

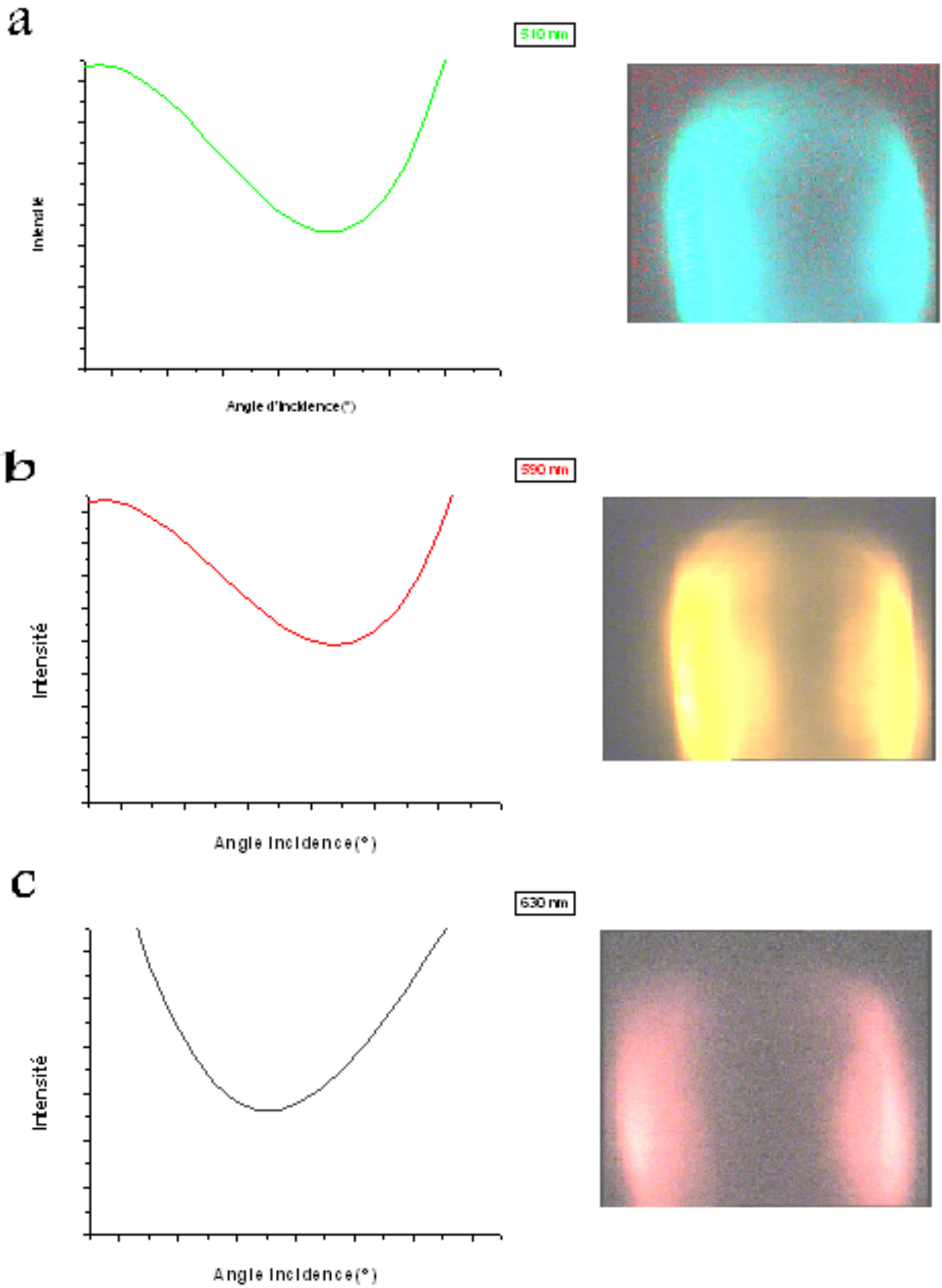


FIGURE 4.11 – Courbe de réflectivité pour les trois longueur d’onde (a) $\lambda = 510nm$, (b) $\lambda = 590nm$, (c) $\lambda = 630nm$.

4.10 Application dans le domaine biologique

L'objectif de notre étude est de proposer une méthode optique non destructive pour aider les pathologistes à mieux diagnostiquer les pathologies histologiques, une méthode efficace qui peut renforcer la microscopie optique utilisée dans les laboratoires anatomo-pathologiques.

4.11 Détection et diagnostic du cancer

La détection du cancer joue un rôle de plus en plus important dans les initiatives mondiales de lutte contre le cancer [146]; les méthodes de diagnostic précoce du cancer sont de la plus haute importance et constituent un domaine de recherche actuel. Le cancer commence par une multiplication folle de brins d'ADN, c'est-à-dire une augmentation du volume des noyaux cellulaires [147]. Dans les laboratoires d'anatomie pathologique, après une intervention chirurgicale les médecins spécialistes utilisent le microscope optique pour voir l'évolution des multiplications cellulaires par unité de volume, donc la densité. À l'aide d'une règle à l'échelle microscopique sous un grossissement fixe, les biologistes mesurent les tailles moyennes des noyaux au microscope optique pour estimer l'évolution des tailles dans les échantillons du même organe humain avec des jonctions normales et pathologiques. Les chercheurs opticiens considèrent l'indice de réfraction de milieu biologique comme une carte d'identité utilisée pour différencier le tissu sain du tissu cancéreux d'un même organe.

Dans notre travail, le milieu d'étude est formé de muqueuse colorectale, on faisant une série des images microscopiques pour une même organe avec plusieurs patients. À l'aide d'une lame graduée graduée (1 x 0.01 mm) en gardant le même grossissement, nous avons présenté l'image de colon sain et le colon pathologique du même patient voir la figure (4.12).

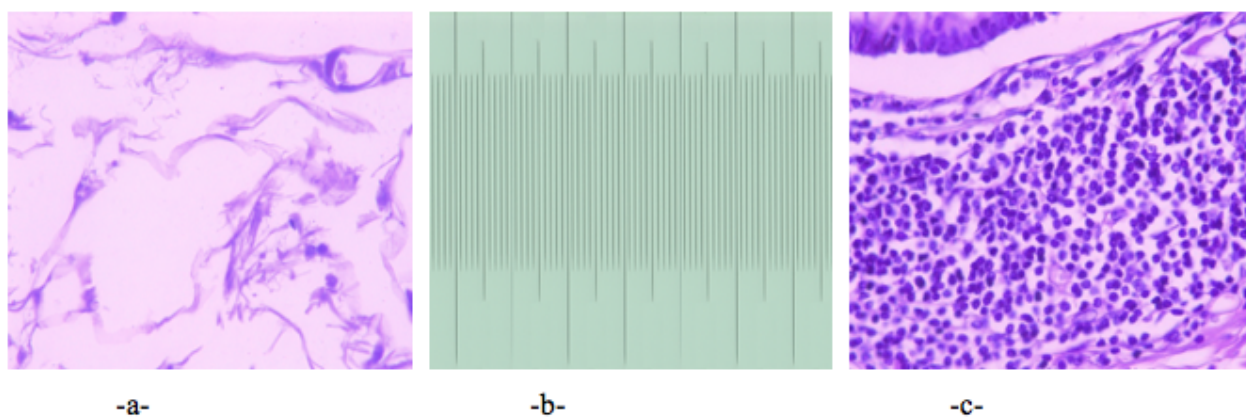


FIGURE 4.12 – les images Microscopiques obtenues par microscope Leica 400X -a- Cas de colon normal -b- Règle graduée (1 x 0.01 mm) -c- Cas de colon tumoral

On a déterminé l'indice de réfraction des ces échantillons par l'utilisation de la méthode

Echantillons			Longueur d'onde (nm)		
			589	608	782
Indice de réfraction (RI)	Muqueuse sain	P1	1.3457	1.3394	1.3377
		P2	1.3467	1.3475	1.3371
	Muqueuse pathologique	P1	1.3508	1.3415	1.3431
		P2	1.346	1.3451	1.3427

TABLE 4.1 – Indice de réfraction des muqueuses saine et pathologique avec different longueurs d'onde.

spectrophotométrie. Le tableau suivant représente les indices de réfraction de muqueuse saine et la muqueuse pathologique en fonction des longueurs d'ondes pour deux personnes P1, P2. Les résultats sont regroupés dans ce tableau (4.1) Cette variation de l'indice de réfraction rend compte de la présence d'une tumeur au niveau de l'organe (la confirmation faite par le service d'anatomie pathologique). Ces indices de réfraction sont confirmés par plusieurs travaux [148, 149].

La détermination du changement de la densité des cellules biologiques peut être réalisée en appliquant des techniques optiques non invasives sans aucune intervention chirurgicale [150]. L'application de la technique SPR permet d'extraire efficacement la variation de l'indice de réfraction complexe qui est en rapport à la densité [151], à partir de ce paramètre ; on peut diagnostiquer directement une tumeur. Cette technique de plasmon peut aider les médecins à aller rapidement et sans destruction d'organes.

4.12 Contexte mathématique

Le milieu incident du biocapteur à SPR dans le modèle de *Kretschmann* dans cette structure est considéré comme semi-infini ; l'empilement multicouche est composé par la base d'un 2S2G le prisme de verre [152]. Nous avons choisi l'Or (Au) comme couche mince du métal et l'environnement externe de l'échantillon biologique considéré dans ce travail est la muqueuse colorectale saine et pathologique [152]. La relation de dispersion du verre 2S2G a été donnée par l'équation suivante (4.4) :

$$n_p(\lambda) = 2.24047 + 2.693 \times 10^{-2} \lambda^{-2} + 8.08 \times 10^{-3} \lambda^{-4} \quad (4.4)$$

Où n_p et λ sont l'indice de réfraction 2S2G et la longueur d'onde de la lumière monochromatique. La valeur de l'indice de réfraction de la muqueuse dépend de la longueur d'onde, calculée par l'utilisation de formule de dispersion donnée par littérature [148, 149].

- Muqueuse saine

$$n_p(\lambda) = 1.315 + \frac{16.73}{(\lambda - 38.84)} \quad (4.5)$$

- muqueuse pathologique

$$n_p(\lambda) = 1.315 + \frac{19.25}{(\lambda - 46.83)} \quad (4.6)$$

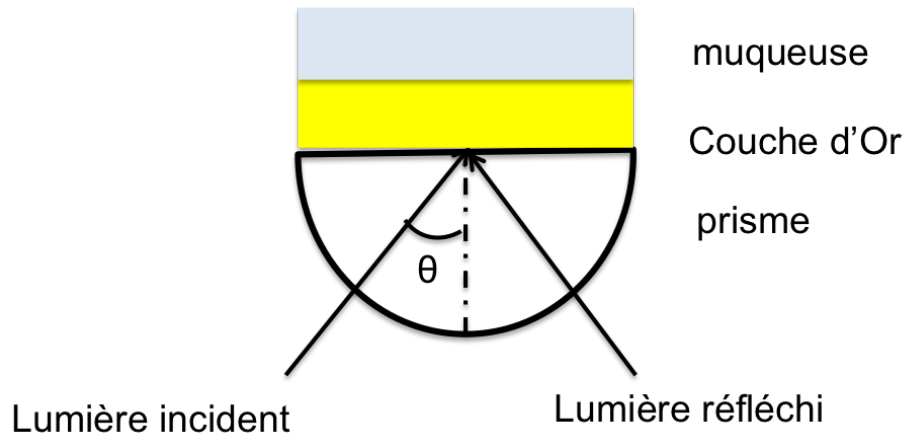


FIGURE 4.13 – Pile multicouche composée d’un milieu incident (prisme de verre), d’un film d’Or et de muqueuse

L’approche par matrice optique est utilisée pour 3 couches constituées d’un milieu incident [35] (prisme en verre), d’un film métallique et d’un échantillon comme illustré sur la figure 4.13. Cette méthode est appliquée pour calculer la réflectance et les lieux d’admittance. La relation entre les composantes tangentielles des champs électrique (E) et magnétique (H) de la lumière incidente sur les interfaces (a) (prisme-Or) et (b)(Or-Muqueuse) est donnée par [153] :

$$\begin{bmatrix} E_a \\ H_b \end{bmatrix} = [M] \times \begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

Les éléments de la matrice résultante M voir le chapitre 1.

4.13 Résultats et discussion

Le biocapteur est un dispositif qui, basé sur le couplage du prisme, a la configuration *kretschmann* car il en ressort très sensible à toute modification de l’indice de réfraction du milieu diélectrique et notamment au pic de résonance. En utilisant un programme numérique pour MATLAB, les valeurs calculées des lieux d’admittance sont ensuite rapportées sur les figures suivantes.

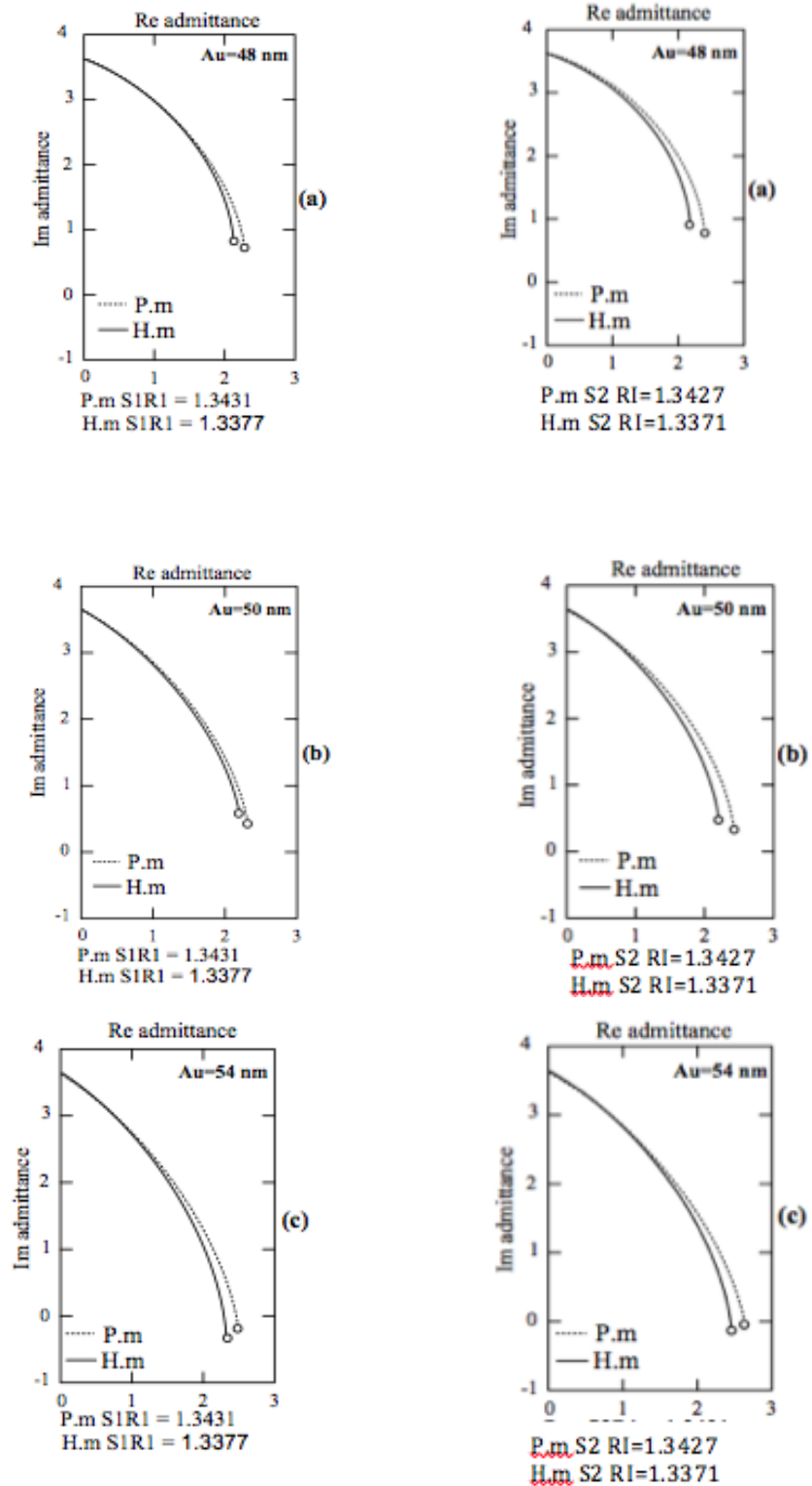


FIGURE 4.14 – Diagramme des admittances loci de la structure SPR avec différentes épaisseurs de film d’Or pour une muqueuse saines et pathologique de personne 1 (S1) et personne 2 (S2) à l’aide du prisme 2S2G

La figure 4.14 montre le courbe des admittances loci avec des contours de réflectance pour différentes épaisseurs de film d'Or en utilisant $2S2G$ comme matériau de prisme à 782nm avec un biosample diélectrique Muqueuse saine et pathologique. Notre tracé de loci d'admittance simulé démontre que l'admittance de départ pour le film d'Or se situe sur l'axe imaginaire. Le point de lieu de la figure 4.14 (b1) Muqueuse saine S1 commence à $3,727i$ sur l'axe imaginaire correspondant à l'épaisseur du film d'Or de 0 nm et se termine à $2,308$ (épaisseur du film d'Or = 50 nm) sur l'axe réel (qui est proche de l'indice de réfraction de $2S2G$, qui est de $2,306$ à 782 nm de longueur d'onde) pour un angle d'incidence de $37,14$. Et (b1) la Muqueuse pathologique S1 part de $3,752i$ sur l'axe imaginaire correspondant à l'épaisseur du film d'Or de 0 nm et se termine à $2,358$ (épaisseur du film d'Or = 50 nm) sur l'axe réel pour un angle d'incidence de $37,32$; il montrera une réflectance proche de zéro à un angle d'incidence particulier et l'épaisseur du film d'Or. De même, comme le montre la figure 4.14 (b2).

Les admittances des Muqueuses saines, des Muqueuses pathologiques et l'angle d'incidence avec différentes épaisseurs de film d'Or sont indiquées dans le tableau suivant 4.2. Dans tous ces cas, notre objectif de conception était d'optimiser l'angle d'incidence et d'optimiser ainsi l'épaisseur d'Or (50 nm). Pour la Muqueuse saine et Muqueuse pathologique de manière à amener la fin de ces l'admittance réelle aussi proche que possible de l' indice de réfraction du prisme, ce qui assure à son tour le plus fonctionnel pour l'excitation du plasmon de surface.

TABLE 4.2 – Admittance et angle d'incidence liés à une muqueuse saine et pathologique.

		S1			S2			
		dmetal	Début imaginaire	Fin	Incidence	Début imaginaire	Fin	Incidence
			Admittance	Admittance	Angle	Admittance	Admittance	Angle
épaisseur de film d'Or (nm)	Muqueuse	48	3.681i	$2.055 + 0.760i$	37.15	3.711i	$2.124 + 0.800i$	37.12
	Saine	50	3.727i	$2.308 + 0.587i$	37.14	3.720i	$2.334 + 0.618i$	37.11
		54	3.904i	$2.473 - 0.195i$	37.13	3.772i	$2.605 - 0.087i$	37.10
	Pathologique	48	3.705i	$2.133 + 0.721i$	37.33	3.711i	$2.351 + 0.731i$	37.31
		50	3.752i	$2.358 + 0.497i$	37.32	3.715i	$2.454 + 0.549i$	37.30
54		3.772i	$2.620 - 0.025i$	37.31	3.797i	$2.752 - 0.01i$	37.29	

De ces figure 4.15 (a) - (c) représente les courbes SPR pour un prisme $2S2G$ avec une épaisseur de film d'Or fixe de 50 nm à quatre échantillons de muqueuse saine et pathologique à des longueurs d'onde de 589 nm , 668 nm et 782 nm respectivement. On remarque à partir des ces figures que les courbes SPR deviennent beaucoup plus nettes à 782 nm de longueur d'onde, alors que l'angle à la réflectivité minimale est extraordinairement sensible à l'indice de réfraction du biosample. C'est -à-dire, on a un déplacement de la position θ_{SPR} avec augmentation de l'indice de réfraction de l'échantillon biologique pour S1 saine et S1 pathologique, de même pour S2 sain et S2 pathologique. cela s'explique anatomiquement par l'augmentation de la concentration et cette augmentation de la concentration ou la densité rend compte de la présence d'une tumeur au niveau de l'organe (confirmation faite par le service d'anatomie pathologique).

Les figures de la réflectivité en fonction de l'angle d' incidence illustré des pics où il y

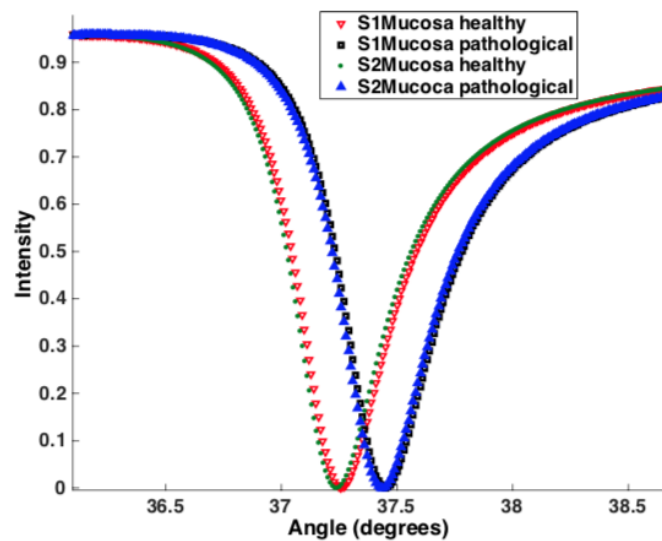
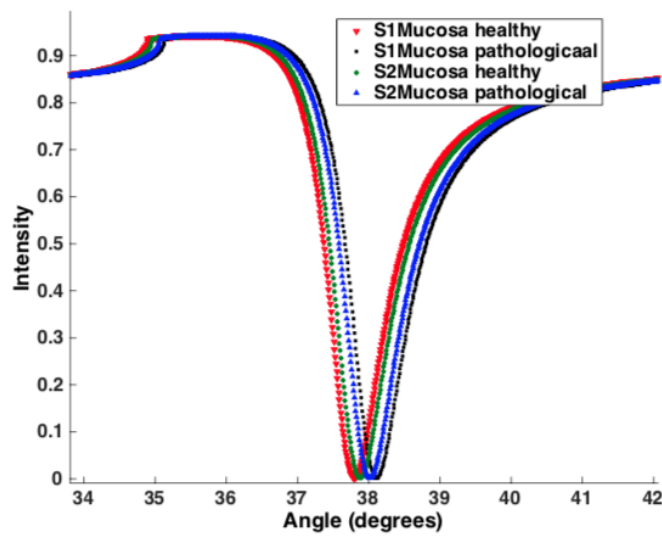
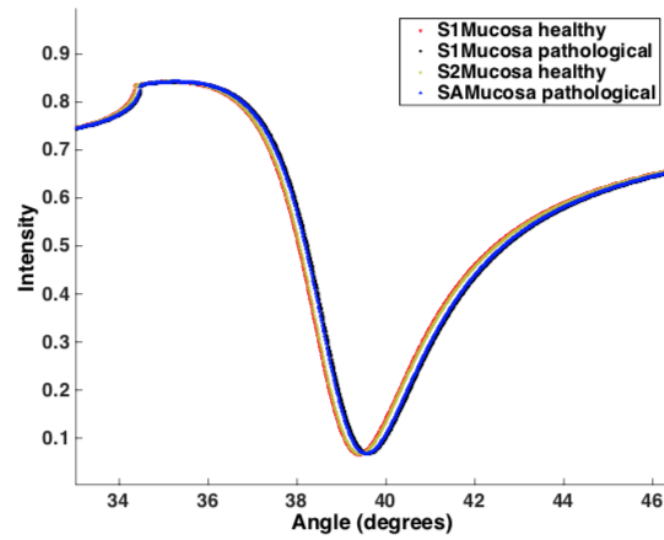


FIGURE 4.15 – SPR Muqueuse pour une longueur d'onde de (a) 589 nm, (b) 668 nm et (c) 782 nm pour une muqueuse saine et pathologique avec de l'Or (50 nm)

a un maximum d'absorption, à Chaque longueur d'onde les échantillons absorbent avec un angle d'incidence et le déplacement de minimal qui correspond au déplacement de l'angle de résonance est considérée comme son empreinte et on peut l'utiliser en médecine comme un moyen de transport d'une thérapie.

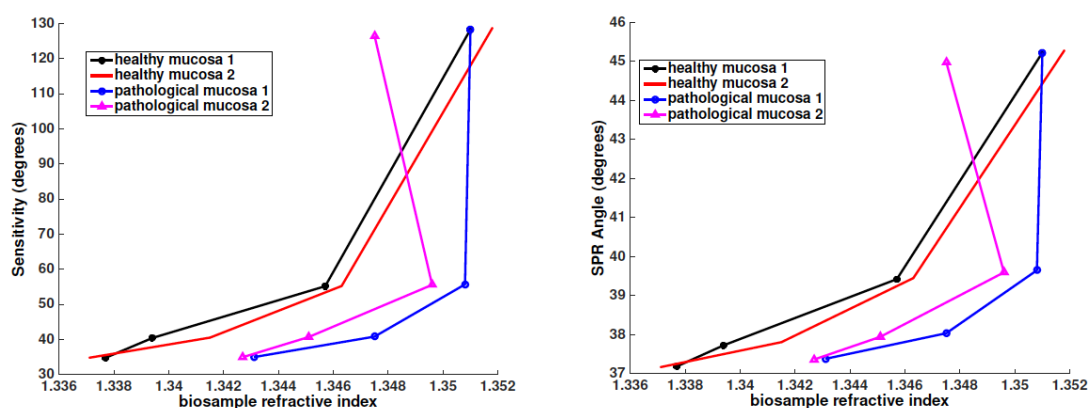


FIGURE 4.16 – les courbes de (a) sensibilité et (b) angle SPR avec variation de l'indice de réfraction de la muqueuse saine et pathologique pour un prisme 2S2G.

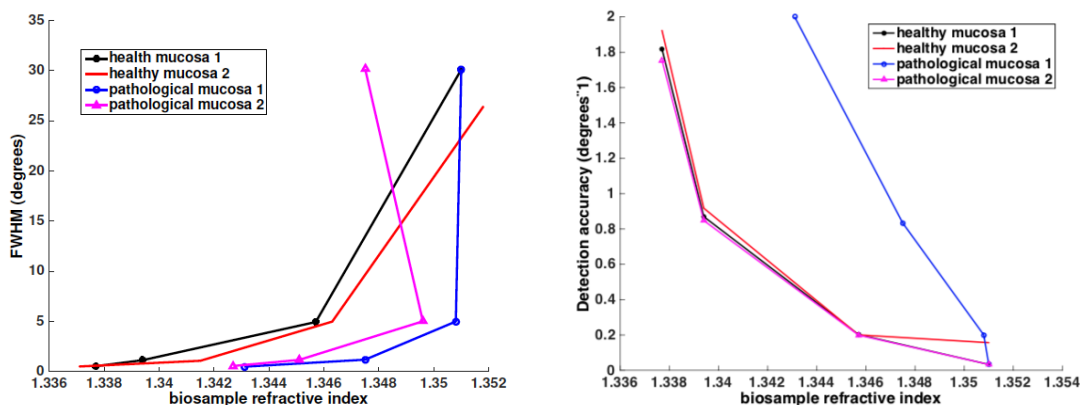


FIGURE 4.17 – les courbes de (a) FWHM et (b) précision de détection avec variation de l'indice de réfraction de la muqueuse saine et pathologique pour un prisme 2S2G.

La figure 4.16 (a) - (b) est la sensibilité et l'angle de SPR en fonction de la variation de l'indice de réfraction de la muqueuse pour les quatre échantillons.

La figure 4.17 (a) - (b) montre le tracé de la largeur angulaire de la courbe SPR pour la moitié de la valeur de réflectance (FWHM) et la précision de détection avec la variation de l'indice de réfraction de la muqueuse. On observe que les valeurs de FWHM, de sensibilité et d'angle de SPR sont plus élevées pour S1, S2 pathologiques et inférieures pour S1, S2 saines. Et l'inverse pour (détection de précision), la détection de précision est élevée pour S1, S2 en bonne santé et inférieure pour S1, S2 pathologique. On peut en conclure que la FWHM,

la sensibilité et l'angle de SPR augmentent avec l'augmentation de l'indice de réfraction du biosample.

Un autre paramètre crucial pour la conception d'un capteur plasmonique est la plage dynamique. Il est défini comme la plage d'échantillons diélectriques qui peuvent être détectés qui est limitée par la condition de résonance de plasmon de surface. La valeur maximale de l'indice de réfraction du biosample qui peut être détecté est le particulier pour lequel est juste inférieur à l'unité en utilisant l'équation de dispersion.

TABLE 4.3 – Données de plage dynamique avec différentes longueurs d'onde pour le métal d'Or et le matériau du prisme 2S2G.

longueur d'onde $\lambda(\text{nm})$	IR de Or (Au)	IR de 2S2G	Plage dynamique (RIU)
532	0.54386+2.2309i	2.4365	1.6178
589	0.27409+2.9443i	2.3852	1.8502
668	0.13811+3.7737i	2.3414	1.9892
782	0.14799+4.7581i	2.3061	2.0750

Le tableau (4.3) montre les valeurs de la plage dynamique avec différentes longueurs d'onde pour le matériau de prisme 2S2G. On observe que la plage dynamique est plus élevée pour une longueur d'onde élevée et plus faible pour une faible longueur d'onde.

4.14 Amélioration de la performance du biocapteur à SPR

Nous avons proposé un nouveau biocapteurs basé sur la technique de résonance plasmon de surface. L'un des moyens les plus efficaces d'améliorer l'efficacité des dispositifs de détection consiste à sélectionner un matériau, comme les dichalcogénures de métaux de transition ou TMDC (Transition Metal Dichalcogenides) qui sont des cristaux bidimensionnels composés d'un métal de transition M et d'un chalcogène nommé X (S, Se et T e). Ainsi, on représente un TMDC avec la formule MX₂ en raison de leurs propriétés électriques, optiques et chimiques exceptionnelles.

Comme le déséléniure de platine ($PtSe_2$) monocouche présente une grande capacité d'adsorption sur les molécules biologiques. Le modèle de structure est formant un réseau hexagonal, il conserve également d'excellentes propriétés optiques et électriques qui ont attiré une grande attention en tant que 2D.

La bande interdite de $PtSe_2$ est hautement accordable en raison de son effet intrinsèque de confinement quantique et forte interaction intercouche. Cela conduit la forme massive à la forme à quelques couches et présente la plus grande bande interdite d'environ 1,2 eV pour la monocouche $PtSe_2$. De plus, différents types de contraintes peuvent être appliqués sur $PtSe_2$, facilement modulable. De plus, moins de toxicité, de stabilité chimique et la faible absorption d'Or peut être surmontée en joignant la couche de $PtSe_2$ dans le capteur. Les monocouches TMDC ($PtSe_2$) possèdent non seulement une caractère thermoélectrique

important, ayant des propriétés semi-conductrices, mais il a également une remarquable propriété optoélectronique. A notre connaissance, peu d'études systématiques ont été réalisées sur les propriétés optiques et électriques de $PtSe_2$.

Dans cette section, le matériau ($PtSe_2$) est utilisé dans les biocapteurs SPR pour améliorer la sensibilité et maintenir la stabilité chimique.

4.15 Contexte mathématique

Le milieu incident du biocapteur à SPR dans le modèle de Kretschmann dans cette structure proposée comme le montre la figure (4.18) ; l'empilement multicouche est composé par la base d'un prisme de verre BK7. Nous avons choisi l'Or comme couche mince du métal. La couche de silicium (Si) est proche de la couche d'Or et la couche externe de Si se connecte également sur la face plane avec une autre couche d'Or. La couche $PtSe_2$ est utilisée comme élément de reconnaissance biomoléculaire et l'épaisseur de la monocouche $PtSe_2$ est de 2 nm [154].

L'indice de réfraction de l'échantillon biologique considéré dans ce travail est $n = 1,33$ [155].

La relation de dispersion du verre BK7 a été donnée par l'équation suivante [156] :

$$n_p = \sqrt{\frac{1.03961212 \lambda^2}{\lambda^2 - 0.00600069867} + \frac{0.231792344 \lambda^2}{\lambda^2 - 0.0200179144} + \frac{1.03961212 \lambda^2}{\lambda^2 - 103.560653} + 1} \quad (4.8)$$

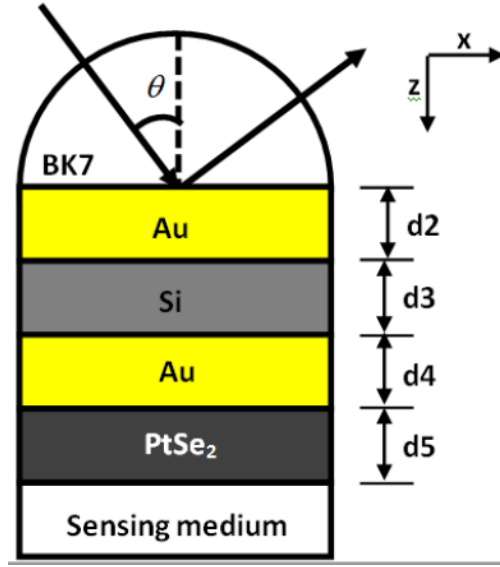
Où λ la longueur d'onde de la lumière (μm). L'indice de réfraction complexe de l'Or à différentes longueurs d'onde peut être calculé à partir du modèle de Drude-Lorentz [157] :

$$\varepsilon_G = 1 - \lambda^2 \lambda_c / [\lambda_p^2 (\lambda_c + i\lambda)] \quad (4.9)$$

Où $\lambda_c = 2,4511 * 10^{-5} m$ et $\lambda_p = 1,6826 * 10^{-7} m$ est respectivement la collision et la longueur d'onde du plasma de l'Or. L'indice de réfraction de la couche de silicium peut être calculé à l'aide de l'équation suivante [158]

$$n_{Si} = A + A_1 e^{-\lambda t_1} + A_2 e^{-\lambda t_2} \quad (4.10)$$

où $A = 3,44904$, $A_1 = 2271,88813$, $A_2 = 3,39538$, $t_1 = 0,058304$ et $t_2 = 0,30384$ à la longueur d'onde λ en μm . La valeur diélectrique complexe de $PtSe_2$ dépendant de l'épaisseur a une longueur d'onde de 633 nm, elle est calculée à partir de la littérature [159, 160].


 FIGURE 4.18 – Diagramme d'empilement multicouche du biocapteur basé sur Si et $PtSe_2$

Nous utilisons la méthode matricielle pour calculer la réflectance de la lumière réfléchie du modèle à six couches. Cette méthode matricielle est efficace et sans approximation. Dans cette structure, toutes les couches sont empilées dans la direction Z , la caractéristique de chaque couche est donnée par l'épaisseur (dk), l'indice de réfraction (n_k) et la constante diélectrique (ϵ_k), respectivement. La relation entre les composantes tangentielle du champ électrique (E) et les composantes tangentielle des champs magnétiques (H) à la première et à la dernière couche est donnée par [35].

$$M = \prod_{G=2}^{G-1} M_G = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

$$M_G = \begin{bmatrix} \cos \delta_G & \frac{-\sin \delta_G}{q_G} \\ -iq_G \sin \delta_G & \cos \delta_G \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

Où : δ_G est le facteur de phase de la couche et q_G est l'épaisseur de phase et est défini comme :

$$q_G = \frac{(n_G^2 - k_G^2 - n_p^2 \sin^2 \theta_i - 2in_G k_G)^{1/2}}{\epsilon_G} \quad (4.13)$$

$$\delta_G = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) d_G (n_G^2 - k_G^2 - n_p^2 \sin^2 \theta_i - 2in_G k_G)^{1/2} \quad (4.14)$$

θ_i est l'angle d'incidence et n_G , k_G et d_G sont la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe et l'épaisseur physique du film métallique, respectivement.

$$r_p = \frac{(M_{11} + M_{12}q_N)q_1 - (M_{21} + M_{22}q_N)}{(M_{11} + M_{12}q_N)q_1 + (M_{21} + M_{22}q_N)} \quad (4.15)$$

La réflectance (R) est donnée par :

$$R_p = |r_p|^2 \quad (4.16)$$

4.16 Résultats et discussion

Les principaux paramètres de performance du bon capteur SPR ont été obtenus à partir de l'optimisation de la sensibilité, de la précision de détection et du facteur de qualité.

La sensibilité (S) peut être définie comme le rapport du changement de l'angle de résonance (θ_{SPR}) au changement de l'indice de réfraction de la région sensible [161]

$$S = \frac{d\theta_{SPR}}{dn_{biosample}} \quad (4.17)$$

La précision de détection (DA) est définie comme le rapport de décalage de l'angle de résonance (θ_{SPR}) à la largeur à mi hauteur de la courbe de résonance plasmon [127], on a remarque dans la relation suivante

$$DA = \frac{d\theta_{SPR}}{FWHM} \quad (4.18)$$

Un autre paramètre clé intéressant est la valeur de la figure de mérite (FOM) qui est définie comme le rapport de la courbe de réflectance de la sensibilité au FWHM [127]

$$FOM = \frac{S}{FWHM} \quad (4.19)$$

Trois structures schématiques et leurs paramètres de performance du capteur à SPR et la courbe de réflectivité pour différentes structures en fonction de l'angle d'incidence du milieu de détection sont résumées dans le tableau (4.4).

TABLE 4.4 – Paramètres de performance du capteur SPR Courbe de réflectance pour différentes structures.

Utilisation de la structure du capteur	R_{min}	Sensibilité ($^{\circ} RIU^{-1}$)	FWHM ($^{\circ}$)	DA ($^{\circ-1}$)	FOM (RIU^{-1})
BK7/Au/milieu de détection	0.2693	142	2.48	0.4032	57.25
BK7/Au/PtSe ₂ /milieu de détection	0.3515	165	11.68	0.1412	14.12
BK7/Au/Si/Au/PtSe ₂ /milieu de détection	0.0254	200	12.17	0.082	16.43

La figure (4.19) (a) montre que le mouvement de l'angle de résonance est 1° avec un petit incrément de $RI = 0,005$ pour $d(Au) = 35$ nm , $d(Si) = 5$ nm. On peut observer que la sensibilité de calculée à partir de l'équation de dispersion du capteur conventionnel

est de $200^\circ/RIU$; après incrément d'épaisseur d'Or et décrétement d'épaisseur de silicium $d(Au) = 60$ nm, $d(Si) = 3$ nm dans le capteur SPR conventionnel. On peut observer que la sensibilité atteint $206^\circ/RIU$ représentée sur la figure (4.19) (b).

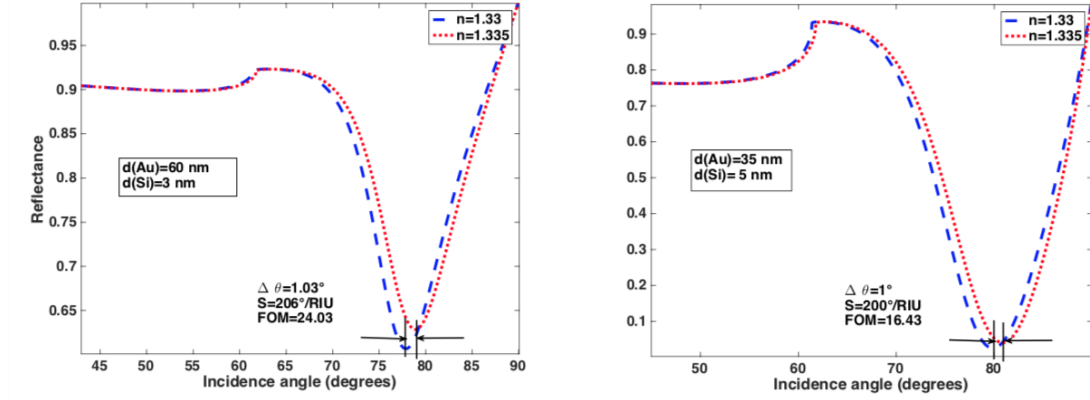


FIGURE 4.19 – Courbe de réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour (a) $d(Au) = 35$ nm, $d(Si) = 5$ nm and (b) $d(Au) = 60$ nm, $d(Si) = 3$ nm

La tableau 4.5 présente les valeurs de réflectance minimale (R_{min}), de sensibilité (S), la largeur à mi-hauteur de la résonance (FWHM), de précision de détection (DA) et de valeur de mérite (FOM) à la longueur d'onde 633 nm. Le changement des 'épaisseurs de l'Or (Au), du silicium (Si) et de l'épaisseur de ($PtSe_2$) illustré sur la figure (4.20) (a) - (f). Il peut être conclu à partir du tableau (4.5) que la haute sensibilité et FOM due aux structures conventionnelles $Au / Si / Au / PtSe_2$ pour la combinaison (1) d'épaisseur Au (35 nm) / Si (5 nm) / Au (5 nm) / $PtSe_2$ (2 nm), combinaison (2) Au (60 nm) / Si (3 nm) / Au (5 nm) / $PtSe_2$ (2 nm), pour la meilleure combinaison de biocapteur à SPR proposée est la structure ayant Au (60 nm) / Si (3 nm) / Au (5 nm) / $PtSe_2$ (2 nm) sa sensibilité dans ce cas et la plus élevée, avec une valeur de mérite optimal, leur valeur donnée $206^\circ/RIU$ et 24,03 respectivement. Ainsi, les valeurs de sensibilité, R_{min} et DA pour la combinaison (1) sont respectivement $200^\circ/RIU$, 0,025 et 0,082.

On peut voir dans le tableau 4.5 que lors de l'ajout de couche Si dans la configuration kretchmann sans couche $PtSe_2$ la sensibilité atteint $234^\circ/RIU$, cela signifie que l'ajout de couche Si sur sandwich d'Or est suffisant pour augmenter l'amélioration de la sensibilité, mais pour détecter les besoins biochimiques, il faut utiliser Si et $PtSe_2$, ce qui a une grande capacité à détecter l'analyte.

Dans cette section, l'objectif principal est d'optimiser l'épaisseur de ($PtSe_2$), nous avons tracé le changement d'angle de résonance et la réflectivité minimale avec différentes épaisseurs de couche de silicium (3 nm, 5 nm et 7 nm) et l'épaisseur du film d'Or (30 nm, 35 nm, 40 nm, 45 nm, 50 nm et 60 nm). Les figures (4.20) (a-c) et (d-f) montrent les résultats de simulation de (R_{min}) et ($\Delta\theta_{res}$) respectivement.

TABLE 4.5 – paramètre de performance pour une combinaison optimisée de l'épaisseur d'Or et de Si du SPR proposé.

d(Au)	d(Si)	d($PtSe_2$)	R_{min}	S	FWHM	DA	FOM
35	5	0	0.099	178	5.48	0.182	32.48
60	5	0	0.375	234	8.37	0.119	27.95
35	0	2	0.005	144	8.31	0.120	17.32
60	0	2	0.531	166	5.77	0.173	28.76
35	3	2	0.026	176	10.80	0.092	16.29
60	3	2	0.606	206	8.57	0.116	24.03
35	5	2	0.025	200	12.17	0.082	16.43
60	5	2	0.725	116	9.95	0.100	11.65

Dans ces figures 4.20 (d-f) nous avons présenté les changement de l'angle de résonance ($\Delta\theta_{res}$), nous avons trouvé que l'épaisseur de ($PtSe_2$) égale à 2 nm le ($\Delta\theta_{res}$) est aussi grande que pour 35 nm d'épaisseur d'Or et 5 nm d'épaisseur de silicium ($\Delta\theta_{res} = 1^\circ$) et il peut être vu à partir de d'épaisseur l'Or est le plus élevée que 60nm et 3nm épaisseur du silicium ($\Delta\theta_{res} = 1.03^\circ$).

De même, ces figures 4.20 (a-c) montrent les courbes de réflectivité minimales pour différentes épaisseurs d'Or avec une épaisseur de couche optimisée ($PtSe_2$), et pour la figure (4.20) (b) à 35 nm épaisseurs de l'Or et avec 632 nm longueur d'onde, on peut observer à partir de ces graphiques que la réflectivité minimale est plus faible pour ce cas et pour la figure 4.20 (a) à 60 nm d'épaisseur d'Or, il est clair que la réflectivité minimale est encore très élevée ($R_{min} = 0, 60$) ce qui indique que le SPR dans cette structure n'est pas fort et le milieu de détection n'est pas très marquant. Pour un meilleur biocapteur, ($\Delta\theta_{res}$) devrait être élevé, mais pour le moment (R_{min}) devrait être minimum.

D'après la figure (4.21), le résultat montre un changement de sensibilité. Premièrement, la sensibilité est quasi lente décroissante avec l'augmentation de l'épaisseur ($PtSe_2$), où la figure (4.21) (a) montre que, la sensibilité varie de 60 nm épaisseur de l'Or à $S = 206^\circ/RIU$ d'épaisseur $d(PtSe_2) = 2$ nm à $S = 142^\circ/RIU$ d'épaisseur $d(PtSe_2) = 4,4$ nm . On peut en conclure que la sensibilité est la plus élevée lorsque l'épaisseur de ($PtSe_2$) est la plus basse. Deuxièmement, le résultat montre que la sensibilité augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de l'Or à 3 nm d'épaisseur du silicium et à l'épaisseur de $d(PtSe_2) = 2$ nm. On peut obtenir pour la figure (4.21) (b) à $d(PtSe_2) = 2$ nm, l'augmentation de sensibilité au maximum $d(Or) = 35$ nm égale à $200^\circ/RIU$ puis diminue.

Une autre paramètre important pour un biocapteur à SPR est la précision de détection (DA), on remarque d'après la figure (4.22) (a) que le DA augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de l'Or dans le cas ou l'épaisseur de la couche de $d(PtSe_2) = 2$ nm et l'épaisseur de silicium (Si) = 3 nm. La même remarque pour la figure (4.22) (b), mais dans ce cas ou

l'épaisseur de (Si) = 5 nm la (DA) augmente à une maximum et commencé à diminuer.

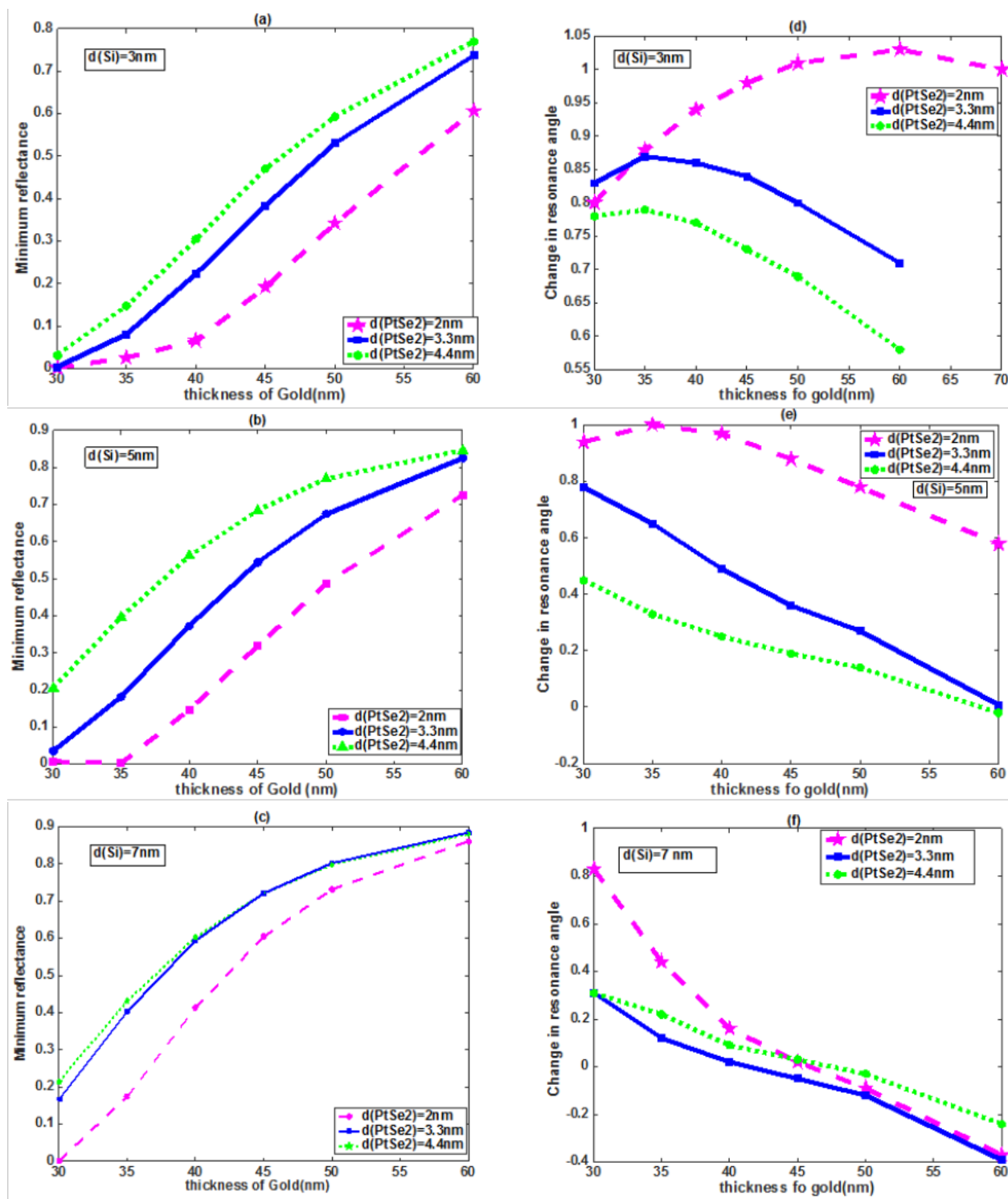


FIGURE 4.20 – (a)-(f) réflectivité minimale (R_{min}) angle de résonance ($\Delta\theta_{res}$) avec variation de l'épaisseur de l'Or pour 2 nm 3,3 nm 4,4 nm de $PtSe_2$ à Si 3 nm 5 nm 7 nm

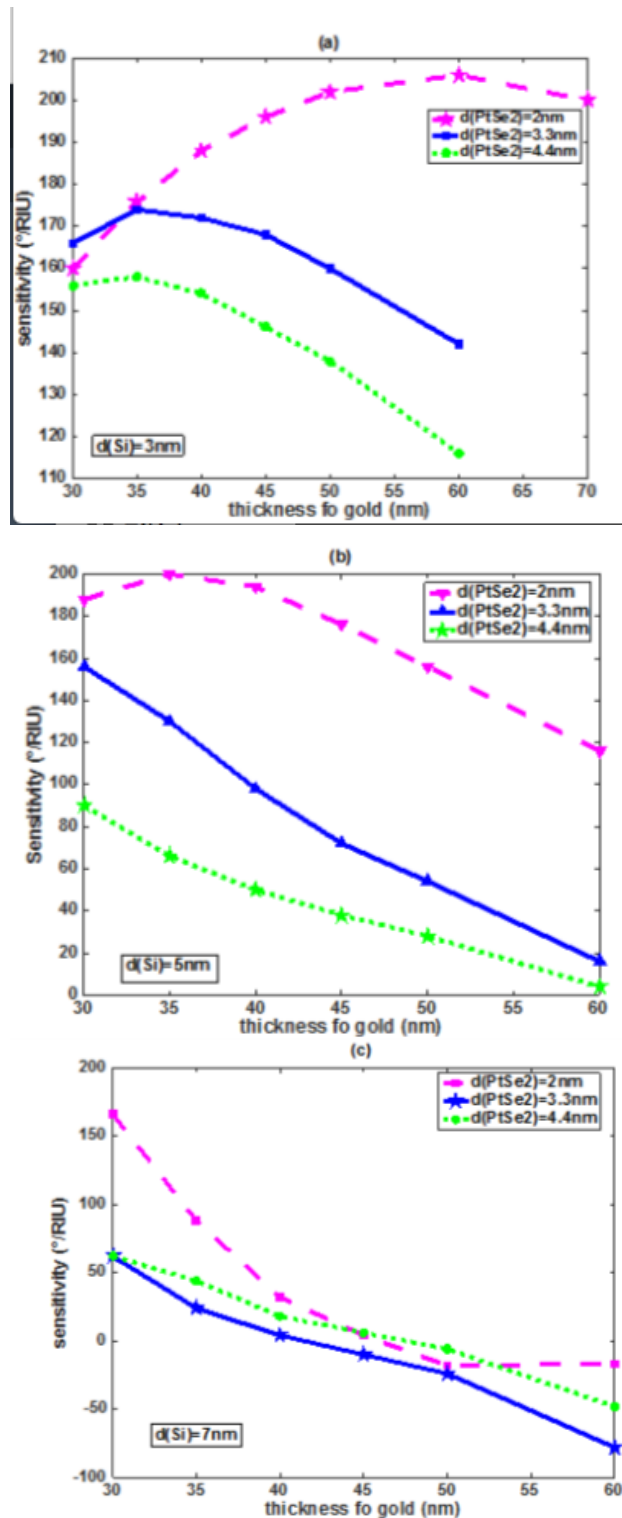


FIGURE 4.21 – Variation de sensibilité pour différentes épaisseurs d’Or et différentes épaisseurs de *PtSe*₂ avec (a) $d(Si) = 2 \text{ nm}$, (b) $d(Si) = 5 \text{ nm}$ et (c) $d(Si) = 7 \text{ nm}$ une longueur d’onde 632,8 nm .

D’après les courbes obtenues, on peut dire que la précision de détection (DA) est élevée

pour les plus faibles épaisseurs ($PtSe_2$) et de Silicium.

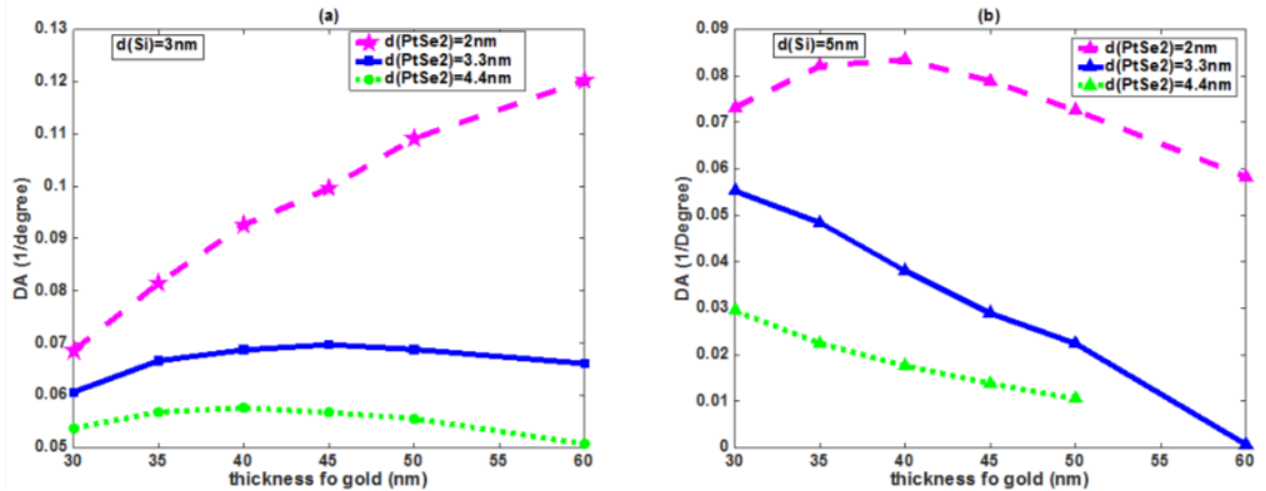


FIGURE 4.22 – Courbe de DA avec variation de l'épaisseur de l'Or pour (a) $d(Si) = 3\text{ nm}$ et (b) $d(Si) = 5\text{ nm}$

Les figures 4.23 (a) et (b) montrent le changement de qualité du facteur (FOM) en fonction de l'épaisseur du silicium (3 nm, 5 nm) pour différentes épaisseurs d'Or pour le biocapteur. Nous avons calculé le FOM par la formule $FOM = S/FWHM$. De là, nous pouvons obtenir l'augmentation FOM avec l'augmentation de l'épaisseur de l'or montrant une figure 4.23 (a), et pour la figure 4.23 (b) le FOM diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de ($PtSe_2$).

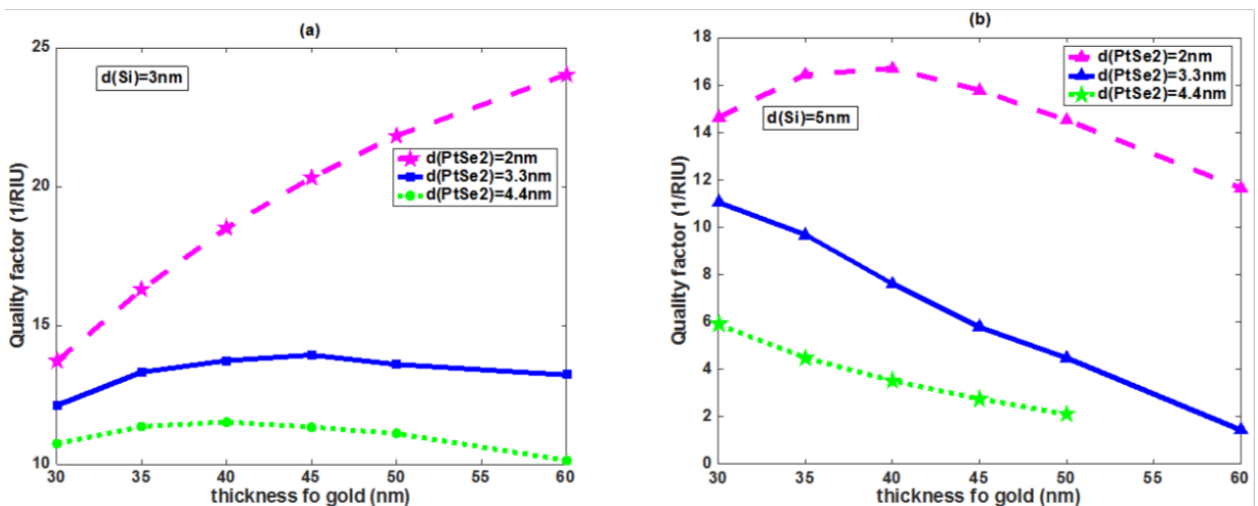


FIGURE 4.23 – Tracé de FOM avec variation de l'épaisseur de l'or pour (a) $d(Si) = 3\text{ nm}$ et (b) $d(Si) = 5\text{ nm}$.

Pour pouvoir mieux interpréter les résultats obtenus, nous avons fait une comparaison entre le capteur *SPR* proposé avec un autre capteur *SPR* existant dans la littérature. Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau 4.6, il a reçu les informations de sensibilité, de réflectance minimale et de facteur de qualité à une longueur d'onde de 633 nm.

TABLE 4.6 – Comparaison des travaux proposés avec d'autres capteurs existants.

Ref	λ	S	R_{min}	QF
[162]	633	156		
[163]	633	190.22	0.06925	15.51
[164]	633	160		
[154]	633	165	0.3515	14.12
Travaux proposés	633	200	0.0254	0.0822
Travaux proposés	633	206	0.6068	0.0815

D'après le tableau 4.6, on remarque une différence claire entre le capteur proposé et les autres capteurs (la sensibilité et la réflectivité min sont importantes lorsque on a ajouté des couches de Silicium et $PtSe_2$).

4.17 Conclusion

La courbe de résonance plasmonique de surface dépend fortement des paramètres expérimentaux tels que l'épaisseur du film d'Or, la longueur d'onde du laser, l'indice de réfraction du prisme ainsi que l'indice de réfraction de la couche de détection. Des simulations théoriques basées sur l'équation de réflectivité de Fresnel ont été réalisées à l'aide du programme MATLAB afin d'optimiser les paramètres expérimentaux avant de réaliser l'expérience. Les paramètres simulés ont été utilisés comme guide pour les expériences. La valeur optimale de l'épaisseur du film d'Or a été obtenue à 50 ± 5 nm. Les longueurs d'onde laser dans la région proche infrarouge se sont avérées produire des courbes de résonance plasmoniques de surface étroites, qui étaient plus adaptées aux expériences.

Dans cette section, nous avons utilisé différentes épaisseurs de métal d'Or et la valeur expérimentale de l'indice de réfraction de saines et pathologiques Muqueuse colorectale pour voir l'effet de ces paramètres sur les tracés d'admittance de Loci du capteur plasmonique. L'effet de l'utilisation de différents programmes numériques rapportés sur l'angle SPR, la sensibilité, la FWHM et la précision de détection et d'étudier comment ces paramètres peuvent être influencés par l'indice de réfraction des muqueuses saines et pathologiques. Nous avons obtenu la sensibilité et la FWHM plus élevées pour la pathologique par rapport à la muqueuse saine. On peut en conclure que la détection SPR peut aider au diagnostic du tissu biologique en utilisant la variation de l'indice de réfraction d'échantillon biologique avec une

longueur d'onde différente comme un outil.

Ce travail, nous avons théoriquement investi un nouveau biocapteur à SPR utilisant (avec insertion de) une couche de silicium et une couche $PtSe_2$. Dans ce biocapteur à SPR proposé, l'introduction de la couche de silicium et de la couche $PtSe_2$ améliore la sensibilité. Il a constaté que le changement d'angle de résonance diminue en augmentant l'épaisseur de $PtSe_2$, et la présente analyse représente également que le FWHM diminue jusqu'à la mesure dans laquelle le facteur de qualité et la précision de détection s'améliorent anormalement. Le résultat a démontré que la sensibilité maximale aussi élevée que $200^\circ/RIU$ peut être atteinte avec l'Or (35 nm), le silicium (5 nm) et $PtSe_2$ (2 nm), où la sensibilité la plus élevée $206^\circ/RIU$ peut être obtenu pour l'Or (60 nm), le silicium (3 nm) et $PtSe_2$ (2nm) dans le domaine visible.

Les biocapteurs SPR à base de $PtSe_2$ (TMDC) sont recommandés pour détecter l'indice de réfraction et présentent une sensibilité très élevée.

Conclusion générale

Dans cette dernière décennie, on a vu plusieurs études de l'interaction de la lumière avec les nanostructures métalliques, la plasmonique, qui a connu un vif intérêt. La raison vient de la particularité des plasmons de surface, qui permet la propagation de la lumière non pas dans le volume d'un matériau diélectrique, mais le long d'une interface. Depuis la mise en évidence, les plasmons de surface ont permis de proposer des solutions nouvelles pour des dispositifs de détection et de guidage de la lumière. Ainsi, les plasmons de surface sont très sensibles à l'environnement proche des métaux. Une petite modification de l'indice optique près de l'interface change leurs conditions de résonance sur un film métallique. En mesurant ce décalage, il est possible de détecter la présence de quelques molécules au voisinage d'un film métallique et ainsi, la possibilité de réaliser des détecteurs très sensibles. À titre d'exemple, ils peuvent servir à l'analyse des molécules isolées en biologie ou en chimie.

Avec cette sensibilité, la résonance des plasmons de surface s'est avérée être une technique excellente pour évaluer les paramètres optiques des matériaux sous forme de films minces. Différentes combinaisons des systèmes (monocouche et bicouche) ont été étudiées à diverses longueurs d'onde d'excitation de 633 nm, 595 nm et 405 nm pour optimiser les résultats des mesures.

Pour réaliser une résonance, nous avons eu besoin d'un couplage réalisable grâce à la présence d'un milieu générant les plasmons qui seront ensuite excités par une onde longitudinale. L'argent et l'or sont les matériaux les mieux adaptés pour le couplage et se comportent différemment dans la résonance plasmonique. L'or est chimiquement plus stable et sa courbe de résonance plasmonique permet de suivre l'évolution des paramètres diélectriques des milieux grâce à sa sensibilité, en effet la courbe de résonance évolue avec l'évolution des constantes diélectriques et l'épaisseur des couches du système, on peut donc étudier l'évolution de l'interface *Ag/Air* et détecter la variation par la présence d'atome sur la couche d'Argent.

La courbe de résonance plasmonique de surface dépend fortement des paramètres expérimentaux tels que l'épaisseur du film d'or, la longueur d'onde du laser, l'indice de réfraction du prisme ainsi que l'indice de réfraction de la couche étudiée. Des simulations théoriques basées sur l'équation de réflectivité de Fresnel ont été réalisées à l'aide du programme MATLAB afin d'optimiser les paramètres expérimentaux avant de réaliser l'expérience. Les paramètres simulés ont été utilisés comme guides pour les expériences. La valeur optimale de l'épaisseur du film d'or a été obtenue à 50 ± 5 nm. Les longueurs d'onde dans la région proche infra-rouge se sont avérées produire des courbes de résonance plasmoniques favorables à l'étude

de l'évolution des noyaux de tissus biologiques, et sont donc plus adaptées aux expériences.

Dans ce travail, nous avons utilisé différentes épaisseurs de métal d'Or et la valeur expérimentale de l'indice de réfraction des tissus sains et pathologiques de la Muqueuse colorectale (déterminer par spectrophotométrie de transmission) pour voir l'effet de ces paramètres sur les tracés de Loci d'admittance du capteur plasmonique (L'admittance permet d'apprécier la partie réelle de la partie imaginaire de la constante diélectrique, sachant que la partie réelle rend compte de la densité du milieu et la partie imaginaire rend compte de l'absorption de ce milieu). L'utilisation de différents programmes numériques rapportés sur l'angle SPR, la sensibilité, la FWHM et la précision de détection et d'étudier comment ces paramètres peuvent être influencés par l'indice de réfraction des muqueuses saines et pathologiques. Nous avons obtenu la sensibilité et la FWHM plus élevée pour le tissu biologique humain utilisé comme milieu pathologique par rapport à la muqueuse saine. On a pu conclure que la détection SPR peut aider au diagnostic du tissu biologique en utilisant la variation de l'indice de réfraction d'échantillon biologique avec une longueur d'onde différente.

Pour concevoir un biocapteur d'affinité de haute performance en exploitant les propriétés optiques uniques du verre de BK7 et du silicium et l'ajout de PtSe2.

Les performances du biocapteur ont été quantifiées en termes de sensibilité et de précision de détection. La sensibilité du biocapteur proposé augmente de manière significative en raison de la présence de silicium. par rapport au PtSe2 uniquement. De plus, la précision de détection du capteur proposé pour l'épaisseur 60 nm est plus élevée par rapport aux autres épaisseurs.

Nous avons analysé et simulé numériquement un capteur basé sur SPR utilisant un prisme de BK7 et des couches de silicium et de PtSe2 en plus des couches d'Or conventionnellement utilisées pour la détection de biomolécules. Dans ce travail, nous avons investi un nouveau biocapteur SPR utilisant une insertion d'une couche de silicium et une couche PtSe2. Dans ce biocapteur SPR proposé, l'introduction de la couche de silicium et de la couche PtSe2 améliore la sensibilité. Il a été constaté que le changement d'angle de résonance diminue en augmentant l'épaisseur de PtSe2 et la présente analyse représente également que la FWHM diminue jusqu'à la mesure dans laquelle le facteur de qualité et la précision de détection s'améliorent anormalement. le résultat a démontré que la sensibilité maximale aussi élevée que $200^\circ/RIU$ peut être atteinte avec l'Or (35 nm), le silicium (5 nm) et PtSe2 (2 nm), où la sensibilité la plus élevée $206^\circ/RIU$ peut être obtenu pour l'Or (60 nm), le silicium (3 nm) et PtSe2 (2 nm) dans le Domaine visible.

Cette contribution apportée est un verrou qui peut ouvrir un éventail de nouvelles applications chimiques et de biodétection et ce, en profitant de l'avantage de fabrication et de caractérisation les plus récentes pour concevoir un biocapteur hautement sensible et précis.

Bibliographie

- [1] R. W. Wood, Anomalous Diffraction Gratings, *Physical Review* 48 (12) (1935) 928–936.
- [2] U. Fano, The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld’s waves), *Journal of the Optical Society of America* (1917-1983) 31 (1941) 213.
- [3] R. H. Ritchie, Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films, *Physical Review* 106 (5) (1957) 874–881, publisher : American Physical Society.
- [4] A. e. a. Hessel, A New Theory of Wood’s Anomalies on Optical Gratings, *Applied Optics* 4 (10) (1965) 1275–1297, publisher : Optical Society of America.
- [5] A. Otto, Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei* 216 (4) (1968) 398–410.
- [6] E. e. a. Kretschmann, Notizen : Radiative Decay of Non Radiative Surface Plasmons Excited by Light, *Zeitschrift für Naturforschung A* 23 (12) (1968) 2135–2136.
- [7] M. e. a. Bera, Precise detection and signature of biological/chemical samples based on surface plasmon resonance (SPR), *Journal of Optics* 38 (4) (2009) 232–248.
- [8] D. J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics*, 4th Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 2017.
- [9] J. P. Mathieu, *Optique. Tome I, Tome I,* Société d’édition d’enseignement supérieur, Paris, 1965.
- [10] F. Crépon, Chapitre 12 - Ondes électromagnétiques : généralités, in : *Electrothérapie. Applications en Rééducation et Réadaptation*, Elsevier Masson, Paris, 2012, pp. 225–231.
- [11] V. Mouysset, Sur une approximation des champs propagés par les équations de Maxwell instationnaires, homogènes, à l’extérieur d’un domaine borné, *Comptes Rendus Mathématique* 341 (10) (2005) 641–646.
- [12] T. Turbadar, Complete Absorption of Light by Thin Metal Films, *Proceedings of the Physical Society* 73 (1) (1959) 40–44.
- [13] P. e. a. Hubert, New approach for the determination of aerosol refractive indices – Part II : Experimental set-up and application to amorphous silica particles, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 200 (2017) 320–327.

- [14] H. e. a. Konczewska, Les élémens de la philosophie de Newton et la physique contemporaine., *Revue d'histoire des sciences* 8 (4) (1955) 303–318, publisher : Persée - Portail des revues scientifiques en SHS.
- [15] S. R. Seshadri, Goos-Hänchen beam shift at total internal reflection, *JOSA A* 5 (4) (1988) 583–585.
- [16] W. N. Hansen, Electric Fields Produced by the Propagation of Plane Coherent Electromagnetic Radiation in a Stratified Medium, *Journal of the Optical Society of America* 58 (3) (1968) 380.
- [17] N. J. e. a. Mol, Surface Plasmon Resonance : A General Introduction, in : *Surface Plasmon Resonance*, Vol. 627, Humana Press, 2010, pp. 1–14, series Title : *Methods in Molecular Biology*.
- [18] R. M. e. a. Azzam, Total refraction at oblique incidence by a transparent bilayer coating on a high-index transparent or absorbing substrate, *Applied Optics* 24 (24) (1985) 4454.
- [19] J. Jackson, *Classical Electrodynamics*, third edition., 3rd Edition, New York, 1998.
- [20] M. e. a. Born, *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, 7th Edition, Cambridge, 1999.
- [21] L. G. e. a. Guimarães, A note on Snell laws for electromagnetic plane waves in lossy media, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 109 (11) (2008) 2124–2140.
- [22] A. I. Mahan, Reflection and Refraction at Oblique Incidence on a Dielectric-Metallic Interface as a Boundary Value Problem in Electromagnetic Theory*, *Journal of the Optical Society of America* 46 (11) (1956) 913.
- [23] H. A. Lorentz, *On the Theory of the Reflection and Refraction of Light*, Brill Rodopi, 1997.
- [24] P. S. e. a. Jung, Evanescent field boundary conditions for modelling of light propagation, *Journal of Computational Science* 25 (2018) 115–121.
- [25] P. e. a. Simoneau, Doppler-free evanescent wave spectroscopy, *Optics Communications* 59 (2) (1986) 103–106.
- [26] B. e. a. Snopok, Evanescent-field-induced Raman scattering for bio-friendly fingerprinting at sub-cellular dimension, *Talanta* 128 (Oct. 2014).
- [27] G. e. a. Stewart, Sensitivity improvement for evanescent-wave gas sensors, *Sensors and Actuators B : Chemical* 11 (1) (1993) 521–524.
- [28] P. Iglesias-Zemmour, Refraction and reflexion according to the principle of general covariance, *Journal of Geometry and Physics* 142 (2019) 1–8.
- [29] J.-P. M. Lekner, *Theory of Reflection*, Vol. 87 of Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Springer International Publishing, Cham, 2016.

- [30] K. e. a. Matsubara, Multilayer system for a high-precision surface plasmon resonance sensor, *Optics Letters* 15 (1) (1990) 75.
- [31] P. e. a. Bousquet, Constantes optiques et structure des couches minces, *Journal de Physique et le Radium* 21 (12) (1960) 873–892.
- [32] F. Abelès, La théorie générale des couches minces, *Journal de Physique et le Radium* 11 (7) (1950) 307–309.
- [33] H. A. e. a. MacLeod, *Thin-Film Optical Filters*, 4th Edition, CRC Press, 2010.
- [34] K. Y. e. a. Bliokh, Transverse and longitudinal angular momenta of light, *Physics Reports* 592 (2015) 1–38.
- [35] F. Abelès, Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés-Application aux couches minces, in : *Annales de physique*, Vol. 12, EDP Sciences, 1950, pp. 596–640.
- [36] M. e. a. Mishchenko, Co- and counter-propagating wave effects in an absorbing medium, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 242 (2020) 106688.
- [37] C.-W. e. a. Lin, Bio-Plasmonics : Nano/micro Structure of Surface Plasmon Resonance Devices for Biomedicine, *Optical and Quantum Electronics* 37 (2005) 1423–1437.
- [38] C. Anne-Ségolène Callard, Elaboration et caractérisation de couches diélectriques pour l’optique, Ph.D. thesis, L’ECOLE CENTRALE DE LYON (Jul. 1996).
- [39] R. B. M. e. a. Schasfoort, *Handbook of surface plasmon resonance*, Royal Society of Chemistry, Cambridge, 2008.
- [40] S. e. a. Szunerits, Introduction to plasmonics : Advances and applications (2015) 1–358.
- [41] C. K. Paul McEuen, *Physique de l’état solide*, - 8ème... - Librairie Eyrolles.
- [42] A. A. Maradudin, Interaction of Surface Polaritons and Plasmons with Surface Roughness, in : *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, Vol. 1, Elsevier, 1982, pp. 405–510.
- [43] E.-P. Li, H.-S. Chu, *Plasmonic Nanoelectronics and Sensing*, EuMA High Frequency Technologies Series, Cambridge University Press, Cambridge, 2014.
- [44] D. McRae, Plasmon-Enabled Physical and Chemical Transformations of Nanomaterials, Ph.D. thesis (Jun. 2020).
- [45] A. Libster-Hershko, R. Shiloh, A. Arie, Surface plasmon polaritons on curved surfaces, *Optica* 6 (1) (2019) 115–118.
- [46] M. Yamamoto, Surface Plasmon Resonance (SPR) Theory : Tutorial, *Rev Polarogr* 48 (Nov. 2001).
- [47] B. Stein, Plasmonic devices for surface optics and refractive index sensing, Ph.D. thesis, Université de Strasbourg, 2009-....., France (2012).
- [48] S. Benaziez, Application des plasmons de surface à la détection de substances, Thesis, UB1 (2019).

-
- [49] R. Gordon, Surface plasmon nanophotonics : A tutorial, *IEEE Nanotechnology Magazine* 2 (3) (2008) 12–18.
- [50] A. Wokaun, Surface enhancement of optical fields : Mechanism and applications, *Molecular Physics* 56 (1) (1985) 1–33.
- [51] K. L. Kelly, E. Coronado, L. L. Zhao, G. C. Schatz, The Optical Properties of Metal Nanoparticles : The Influence of Size, Shape, and Dielectric Environment, *ChemInform* 34 (16) (Apr. 2003).
- [52] I. D. Mayergoyz, Plasmon resonances in nanoparticles, World Scientific, New Jersey (N.J.) ; London ; Singapore, 2013.
- [53] C. F. Bohren, How can a particle absorb more than the light incident on it ?, *American Journal of Physics* 51 (4) (1983) 323–327.
- [54] A. Wokaun, Surface-Enhanced Electromagnetic Processes, in : H. Ehrenreich, D. Turnbull, F. Seitz (Eds.), *Solid State Physics*, Vol. 38, Academic Press, 1984, pp. 223–294.
- [55] C. Fasolato, Surface Enhanced Raman Spectroscopy for Biophysical Applications : Using Plasmonic Nanoparticle Assemblies, Springer Theses, Springer International Publishing, Cham, 2018.
- [56] P. Tchofo Dinda, P. Mathey, *Electro-magnétisme ondes et propagation guidée*, 2017.
- [57] S. A. Guebrou, Influence des plasmons de surface propagatifs sur la cohérence de systèmes optiques, phdthesis, Université Claude Bernard - Lyon I (Nov. 2012).
- [58] T. Wakamatsu, K. Saito, Interpretation of attenuated-total-reflection dips observed in surface plasmon resonance, *JOSA B* 24 (9) (Sep. 2007).
- [59] P. Samaimongkol, Surface plasmon resonance study of the purple gold (AuAl₂) intermetallic, pH-responsive fluorescence gold nanoparticles, and gold nanosphere assembly, Ph.D. thesis (Jul. 2018).
- [60] H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, Springer Tracts in Modern Physics, Berlin Heidelberg, 1988.
- [61] R. L. J. Earp, Multiwavelength Surface Plasmon Resonance Sensor Designs for Chemical and Biochemical Detection, Ph.D. thesis (May 1998).
- [62] B. A. Prabowo, A. Purwidyantri, K.-C. Liu, Surface Plasmon Resonance Optical Sensor : A Review on Light Source Technology, *Biosensors* 8 (3) (Aug. 2018).
- [63] I. e. a. Pockrand, Surface plasmon spectroscopy of organic monolayer assemblies, *Surface Science* 74 (1) (1978) 237–244.
- [64] J. Polo, T. Mackay, A. Lakhtakia, *Electromagnetic Surface Waves : A Modern Perspective*, Elsevier Inc., 2013.
- [65] K. Ohta, H. Ishida, Matrix formalism for calculation of electric field intensity of light in stratified multilayered films, *Applied optics* 29 (1990) 1952–9.
- [66] D. G. Buerk, *Biosensors*, 1995.

- [67] M.-C. Dheur, Expériences de plasmonique quantique : dualité onde corpuscule du plasmon de surface et intrication entre un photon et un plasmon de surface., phdthesis, Université Paris Saclay (COmUE) (Apr. 2016).
- [68] E. M. See, Plasmon Directed Chemical Reactivity and Nanoparticle Self-Assembly, Ph.D. thesis, Blacksburg, Virginia (Apr. 2017).
- [69] E. Wijaya, Design and Optimization of Surface Plasmon Resonance (SPR) Biosensors, Ph.D. thesis (2012).
- [70] E. Maillart, IMAGERIE PAR RESONANCE DES PLASMONS DE SURFACE POUR L'ANALYSE SIMULTANEE DE MULTIPLES INTERACTIONS BIOMOLECULAIRES EN TEMPS REEL, Ph.D. thesis (Jul. 2004).
- [71] J. Sauvage-Vincent, Les modes de plasmon sur film métallique ondulé, appliqués aux documents de sécurité, phdthesis, Université Jean Monnet - Saint-Etienne (Oct. 2013).
- [72] M. A. Mollah, S. M. A. Razzak, A. K. Paul, M. R. Hasan, Microstructure optical fiber based plasmonic refractive index sensor, *Sensing and Bio-Sensing Research* 24 (2019) 100286.
- [73] C. e. a. Nylander, Gas detection by means of surface plasmon resonance, *Sensors and Actuators* 3 (1982) 79–88.
- [74] C. Bonnand, Couplage fort entre plasmons de surface et excitons de semiconducteur organique, phdthesis, Université Claude Bernard - Lyon I (Oct. 2006).
- [75] D.-Y. Lu, W. Li, H. Zhou, X. Cao, K.-J. Wang, H.-J. Luo, J.-B. Li, X.-M. Zhang, M.-D. He, L. Xu, J.-Q. Liu, Coupling between surface plasmon polariton and planar waveguide modes in the biosensor based on metal–insulator–metal/planar waveguide structure, *Optics Communications* 459 (2020) 124928.
- [76] J. Homola, S. S. Yee, G. Gauglitz, Surface plasmon resonance sensors, *Sensors and actuators B : Chemical* 54 (1-2) (1999) 3–15.
- [77] S.-H. Kim, K. Koh, Chapter 5 - Functional dyes for surface plasmon resonance-based sensing system, in : S.-H. Kim (Ed.), *Functional Dyes*, Elsevier Science, Amsterdam, 2006, pp. 185–213.
- [78] M. R. Gonçalves, H. Minassian, A. Melikyan, Plasmonic resonators : fundamental properties and applications, *Journal of Physics D : Applied Physics* 53 (44) (2020) 443002.
- [79] M. Iwanaga, *Plasmonic resonators : fundamentals, advances, and applications*, Pan Stanford Publications, Singapour.
- [80] S. A. Maier, *Plasmonics : fundamentals and applications*, Springer, New York, 2007.
- [81] A. Otto, Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection, *Zeitschrift fur Physik* 216 (1968) 398–410.

-
- [82] E. Kretschmann, H. Raether, Notizen : Radiative Decay of Non Radiative Surface Plasmons Excited by Light, *Zeitschrift für Naturforschung A* 23 (12) (1968) 2135–2136.
- [83] J. Becker, Plasmons as Sensors, Springer Theses, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2012.
- [84] P. Berini, Plasmon-polariton modes guided by a metal film of finite width bounded by different dielectrics, *Optics Express* 7 (10) (2000) 329–335.
- [85] M. Hochberg, T. Baehr-Jones, C. Walker, A. Scherer, Integrated plasmon and dielectric waveguides, *Optics Express* 12 (22) (2004) 5481–5486.
- [86] A. D. Boardman, L. Pavlov, S. Tanev (Eds.), *Advanced Photonics with Second-Order Optically Nonlinear Processes*, Nato Science Partnership Subseries : 3, Springer Netherlands, 1998.
- [87] S. Kang, H.-E. Joe, J. Kim, Y. Jeong, B.-K. Min, K. Oh, Subwavelength plasmonic lens patterned on a composite optical fiber facet for quasi-one-dimensional Bessel beam generation, *Applied Physics Letters* 98 (24) (Jun. 2011).
- [88] B. Wu, N. Mathews, T.-C. Sum, *Plasmonic Organic Solar Cells*, SpringerBriefs in Applied Sciences and Technology, Singapore, 2017.
- [89] N. Yu, R. Blanchard, J. Fan, Q. J. Wang, C. Pflugl, L. Diehl, T. Edamura, S. Furuta, M. Yamanishi, H. Kan, F. Capasso, *Plasmonics for Laser Beam Shaping*, IEEE Transactions on Nanotechnology (2010).
- [90] L. Chen, Development of Nanostructured Glucose Biosensor 202.
- [91] H. A. Atwater, A. Polman, Plasmonics for improved photovoltaic devices, *Nature Materials* 9 (3) (2010) 205–213.
- [92] J. Hetterich, G. Bastian, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, G. von Plessen, U. Lemmer, Optimized Design of Plasmonic MSM Photodetector, *IEEE Journal of Quantum Electronics* 43 (10) (2007) 855–859.
- [93] I. Sarhid, Catalysis assisted by plasmon 155.
- [94] K. Kneipp, M. Moskovits, H. Kneipp (Eds.), *Surface-Enhanced Raman Scattering : Physics and Applications*, Topics in Applied Physics, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2006.
- [95] D. G. Buerk, *Biosensors : Theory and Applications*, 1st Edition, CRC Press, 2014.
- [96] J. Homola, Surface Plasmon Resonance Sensors for Detection of Chemical and Biological Species, *Chemical Reviews* 108 (2) (2008) 462–493.
- [97] J. e. a. van Gent, Design and realization of a surface plasmon resonance-based chemo-optical sensor, *Sensors and Actuators A : Physical* 26 (1-3) (1991) 449–452.
- [98] *Biosensors and Their Principles*, in : S. e. a. Kara (Ed.), *A Roadmap of Biomedical Engineers and Milestones*, InTech, 2012.

- [99] e. a. Connolly, Demonstrating the angular, wavelength and polarization dependence of surface plasmon resonance on thin gold films—An undergraduate experiment, *American Journal of Physics* 84 (10) (2016) 775–779.
- [100] D. G. Buerk, *Biosensors : Theory and Applications*, 1995.
- [101] B. e. a. Liedberg, Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing, *Sensors and Actuators* 4 (1983) 299–304.
- [102] J. Homola (Ed.), *Surface Plasmon Resonance Based Sensors*, Vol. 4 of Springer Series on Chemical Sensors and Biosensors, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2006.
- [103] Y. e. a. Deng, Surface plasmons resonance detection based on the attenuated total reflection geometry, *Procedia Engineering* 7 (2010) 432–435.
- [104] J. J. J. e. a. Dirckx, Refractive index of tissue measured with confocal microscopy, *Journal of Biomedical Optics* 10 (4) (2005) 044014.
- [105] K. e. a. Kurihara, Theoretical Understanding of an Absorption-Based Surface Plasmon Resonance Sensor Based on Kretschmann’s Theory 6.
- [106] J. R. e. a. Sambles, Optical excitation of surface plasmons : An introduction, *Contemporary Physics* 32 (3) (1991) 173–183.
- [107] M. e. a. Piliarik, Surface plasmon resonance (SPR) sensors : approaching their limits ?, *Optics Express* 17 (19) (2009) 16505–16517.
- [108] M. Iwanaga, *Plasmonic resonators : fundamentals, advances, and applications*, Pan Stanford Publications, Singapur, 2016.
- [109] A. Aubé, Développement de chimie de surface pour la réduction de l’adsorption non-spécifique de lysat cellulaire et application clinique de biocapteurs SPR, Ph.D. thesis (Jul. 2017).
- [110] L. S. Live, Fabrication des films microstructurés et leurs caractéristiques en spectroscopie de résonance des plasmons de surface, Ph.D. thesis (Feb. 2012).
- [111] F. Abelès, Decoupled optical excitation of surface plasmons at the two surfaces of a thin film, *Optics Communications* 11 (1) (1974) 89–92.
- [112] H. J. e. a. Simon, Surface plasmons in silver films—a novel undergraduate experiment, *American Journal of Physics* 43 (1975) 630–636.
- [113] Y. e. a. Gao, Plasmonic interferometric sensor arrays for high-performance label-free biomolecular detection, *Lab on a Chip* 13 (24) (2013) 4755.
- [114] S. e. a. Patskovsky, Properties and sensing characteristics of surface-plasmon resonance in infrared light, *Journal of the Optical Society of America A* 20 (8) (2003) 1644.
- [115] A. P. F. Turner, *Biosensors : sense and sensibility*, *Chemical Society Reviews* 42 (8) (2013) 3184.

-
- [116] Y. W. e. a. Fen, Optical characterization of multi layer thin films using surface plasmon resonance method : From electromagnetic theory to sensor application, AIP Conference Proceedings 1482 (1) (2012) 132–135.
- [117] B. e. a. Malhotra, Biosensors : fundamentals and applications, Smithers Rapra, Shawbury, Shrewsbury, Shropshire, United Kingdom, 2017.
- [118] J. e. a. Villatoro, Sensitivity of optical sensors based on laser-excited surface-plasmon waves, Applied Optics 38 (22) (1999) 4837.
- [119] E. M. Yeatman, Resolution and sensitivity in surface plasmon microscopy and sensing, Biosensors and Bioelectronics 11 (6-7) (1996) 635–649.
- [120] P.-T. e. a. Leung, Modelling of particle-enhanced sensitivity of the surface-plasmon-resonance biosensor, Sensors and Actuators B : Chemical 22 (3) (1994) 175–180.
- [121] S. e. a. Ekgasit, Influence of the Metal Film Thickness on the Sensitivity of Surface Plasmon Resonance Biosensors, Applied Spectroscopy 59 (5) (2005) 661–667.
- [122] K. Welford, Surface plasmon-polaritons and their uses, Optical and Quantum Electronics 23 (1) (1991) 1–27.
- [123] A. K. Sharma, Plasmonic biosensor for detection of hemoglobin concentration in human blood : Design considerations, Journal of Applied Physics 114 (4) (2013) 044701.
- [124] M. A. e. a. Otte, Identification of the Optimal Spectral Region for Plasmonic and Nanoplasmonic Sensing, ACS Nano 4 (1) (2010) 349–357.
- [125] P. Jia, Plasmonic Optical Sensors : Performance Analysis and Engineering Towards Biosensing, Ph.D. thesis (Jun. 2014).
- [126] L. J. e. a. Sherry, Localized Surface Plasmon Resonance Spectroscopy of Single Silver Nanocubes, Nano Letters 5 (10) (2005) 2034–2038.
- [127] S. Pal, Y. K. Prajapati, J. P. Saini, Influence of graphene’s chemical potential on SPR biosensor using ZnO for DNA hybridization, Optical Review 27 (1) (2020) 57–64.
- [128] Surface plasmons, in : b. e. a. Hecht (Ed.), Principles of Nano-Optics, 2nd Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 2012, pp. 369–413.
- [129] e. a. Kretschmann, Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen, Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei 241 (4) (1971) 313–324.
- [130] A. e. a. Otto, Modification of the total reflection modes in a dielectric film by one metal boundary, Optics Communications 3 (4) (1971) 254–258.
- [131] A. S. Barker, An Optical Demonstration of Surface Plasmons on Gold, American Journal of Physics 42 (12) (1974) 1123–1126.
- [132] T. e. a. Lopez-Rios, Use of surface plasmon excitation for determination of the thickness and optical constants of very thin surface layers, Surface Science 81 (2) (1979) 529–538.

-
- [133] W. e. a. Chen, Surface plasma wave study of submonolayer Cs and Cs-O covered Ag surfaces, *Surface Science* 91 (2-3) (1980) 601–617.
- [134] W. P. e. a. Chen, Use of surface plasma waves for determination of the thickness and optical constants of thin metallic films, *Journal of the Optical Society of America* 71 (2) (1981) 189.
- [135] J. L. Stanford, Determination of Surface-Film Thickness from Shift of Optically Excited Surface Plasma Resonance, *Journal of the Optical Society of America* 60 (1) (1970) 49.
- [136] D. Malé, Détermination simultanée des indices et de l'épaisseur des couches minces absorbantes, *Journal de Physique* 25 (1-2) (1964) 74–77.
- [137] S. M. A. e. a. Uddin, A theoretical model for determination of optimum metal thickness in Kretschmann configuration based surface plasmon resonance biosensors, in : 2017 International Conference on Electrical, Computer and Communication Engineering (ECCE), IEEE, Cox's Bazar, Bangladesh, 2017, pp. 651–654.
- [138] E. Pelletier, Methods for Determining Optical Parameters of Thin Films, in : *Handbook of Optical Constants of Solids*, Elsevier, 1997, pp. 57–73.
- [139] C. Coutant, Synthèse, assemblage et caractérisation de matériaux plasmoniques pour une application aux métamatériaux, Ph.D. thesis, Université de Bordeaux (Dec. 2014).
- [140] T. D. e. a. Rosso, Accurate and simultaneous measurement of thickness and refractive index of thermally evaporated thin organic films by surface plasmon resonance spectroscopy, *Optics Express* 22 (16) (2014) 18914–18923.
- [141] S. A. Guebrou, Influence des plasmons de surface propagatifs sur la cohérence de systèmes optiques (2019) 159.
- [142] J.-Y. e. a. Sheng, AFM-based indentation method for measuring the relaxation property of living cells, *Journal of Biomechanics* 122 (2021) 110444.
- [143] R. M. A. e. a. Azzam, *Ellipsometry and Polarized Light*, 1987.
- [144] B. e. a. Liedberg, Principles of biosensing with an extended coupling matrix and surface plasmon resonance, *Sensors and Actuators B : Chemical* 11 (1-3) (1993) 63–72.
- [145] Y.-F. e. a. Chen, Design, synthesis and identification of N, N-dibenzylcinnamamide (DBC) derivatives as novel ligands for α -synuclein fibrils by SPR evaluation system, *Bioorganic & Medicinal Chemistry* 28 (7) (2020) 115358.
- [146] N. e. a. Bellassai, Surface Plasmon Resonance for Biomarker Detection : Advances in Non-invasive Cancer Diagnosis, *Frontiers in Chemistry* 7 (2019).
- [147] V. R. Preedy, V. Patel, *Biosensors and Cancer*.
- [148] S. e. a. Carvalho, Wavelength dependence of the refractive index of human colorectal tissues : comparison between healthy mucosa and cancer, *Journal of Biomedical Photonics & Engineering* 2 (4) (2016) 40307.

- [149] P. e. a. Giannios, Complex refractive index of normal and malignant human colorectal tissue in the visible and near-infrared, *Journal of Biophotonics* 10 (2) (2017) 303–310.
- [150] S. L. Jacques, Optical properties of biological tissues : a review, *Physics in Medicine and Biology* 58 (11) (2013) R37–R61.
- [151] Z. e. a. Sadeghi, Highly sensitive mid-infrared SPR biosensor for a wide range of biomolecules and biological cells based on graphene-gold grating, *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures* 119 (2020) 114005.
- [152] K. e. a. Brahmachari, Effect of prism material on design of surface plasmon resonance sensor by admittance loci method, *Frontiers of Optoelectronics* 6 (2) (2013) 185–193.
- [153] K. e. a. Brahmachari, Admittance loci based design of a nanobioplasmonic sensor and its performance analysis, *Sensors and Actuators B : Chemical* 208 (2015) 283–290.
- [154] Y. Jia, Z. Li, H. Wang, M. Saeed, H. Cai, Sensitivity Enhancement of a Surface Plasmon Resonance Sensor with Platinum Diselenide, *Sensors* 20 (1) (2020) 131.
- [155] S. Pal, A. Verma, Y. K. Prajapati, J. P. Saini, Influence of black phosphorous on performance of surface plasmon resonance biosensor, *Optical and Quantum Electronics* 49 (12) (2017) 403.
- [156] E. D. Palik, *Handbook of optical constants of solids*, Vol. 3, Academic press, 1998.
- [157] S. Pal, Y. K. Prajapati, J. P. Saini, V. Singh, Sensitivity enhancement of metamaterial-based surface plasmon resonance biosensor for near infrared, *Optica Applicata* 46 (1) (2016).
- [158] S. Ghosh, M. Ray, Analysis of silicon based surface Plasmon Resonance Sensors with different amino acids, *Silicon* 7 (4) (2015) 313–322.
- [159] Z. Cheng, Z. Wang, D. E. Gillespie, C. Lausted, Z. Zheng, M. Yang, J. Zhu, Plain silver surface plasmon resonance for microarray application, *Analytical chemistry* 87 (3) (2015) 1466–1469.
- [160] Z. Wang, Z. Cheng, V. Singh, Z. Zheng, Y. Wang, S. Li, L. Song, J. Zhu, Stable and sensitive silver surface plasmon resonance imaging sensor using trilayered metallic structures, *Analytical chemistry* 86 (3) (2014) 1430–1436.
- [161] Q. Ouyang, S. Zeng, L. Jiang, L. Hong, G. Xu, X.-Q. Dinh, J. Qian, S. He, J. Qu, P. Coquet, Sensitivity enhancement of transition metal dichalcogenides/silicon nanostructure-based surface plasmon resonance biosensor, *Scientific reports* 6 (2016) 28190.
- [162] Y. Xu, Y. S. Ang, L. Wu, L. K. Ang, High sensitivity surface plasmon resonance sensor based on two-dimensional MXene and transition metal dichalcogenide : a theoretical study, *Nanomaterials* 9 (2) (2019) 165.
- [163] A. Srivastava, A. Verma, R. Das, Y. K. Prajapati, A theoretical approach to improve the performance of SPR biosensor using MXene and black phosphorus, *Optik* 203 (2020) 163430.

- [164] L. Wu, Q. You, Y. Shan, S. Gan, Y. Zhao, X. Dai, Y. Xiang, Few-layer $\text{Ti}_3\text{C}_2\text{T}_x$ MXene : A promising surface plasmon resonance biosensing material to enhance the sensitivity, *Sensors and Actuators B : Chemical* 277 (2018) 210–215.

Annexe A

Annexe

A.1 Introduction

Les prélèvements à étudier sont obtenus par différentes façons : ponctions à aiguilles fines des masses superficielles ou profondes transcutanées ou au cours d'une endoscopie exploratrice, étude des pièces opératoires lors de la chirurgie, autopsie des cadavres ou des organes disséqués des animaux expérimentaux ou encore des liquides aspirés ou ponctionnés à savoir : urines, kystes, liquides des lavages et des épanchements...

Étant donné la petitesse extrême du matériel prélevé et la résolution limitée de l'œil humain, l'étude structurale se fait au moyen d'instruments grossissants : les microscopes photoniques et électroniques. Pour cela, ces prélèvements doivent subir à des procédés préparatoires leurs permettant d'être vus et ensuite explorés y compris successivement : prélèvement, fixation, déshydratation, imprégnation, inclusion, mise en blocs coupes, déparaffination, coloration et enfin le montage et l'observation.

A.2 Prélèvement

Réalisé sur des cellules vivantes ou fixées (mortes), Quand aux cellules mortes il doit être assez délicat afin de protéger l'architecture cellulaire, les cellules vivantes contiennent des enzymes lysosomiales qui servent à tuer la cellule détruisant totalement ses organites faisant nécessaire d'arrêter cette autolyse par la fixation.

A.3 Fixation

Physique et chimique, sert à arrêter toute activité autolytique et assure donc une organisation tissulaire plus ou moins similaire à l'état physiologique. La fixation physique se fait par la congélation de l'échantillon par l'azote à 196°C, chimiquement elle consiste à plonger les fragments dans les liquides fixateurs ; soit coagulants comme l'alcool éthylique et l'acide

acétique dilué, soit non-coagulants à savoir : les aldehydes, le tetroxyde d'osmium et autres. Ainsi que la durée de la fixation dépend du volume de l'échantillon.



A.4 Déshydratation

Retirer l'eau de la cellule pour éviter l'éclatement cellulaire causé par la sortie brutale d'eau, cette étape est réalisable par passage de l'échantillon dans des bains d'alcool à des concentrations croissantes (alcool dilué 50° jusqu'à alcool absolu à 100°). La déshydratation est une phase préparatoire pour l'inclusion ; sachant que le milieu d'inclusion n'est pas miscible avec l'eau, le milieu intracellulaire est donc remplacé progressivement par un solvant du milieu d'inclusion.

A.5 Imprégnation

Elle se fait par la paraffine ou dans une résine. Quand aux toluène et le xylène, ils sont considérés comme des solvants intermédiaires permettant les échanges membranaires car ils sont miscibles avec l'alcool.

A.6 Inclusion

Le milieu utilisé est souvent le paraffine où on fait plonger le prélèvement, ce dernier baigne dans une paraffine (à T° ambiante : dure, T° de fusion : 56°C, hydrophobe) chauffée à 56°C pendant 24h. Pendant l'inclusion on arrive à réaliser des coupes fines (d'épaisseur de 2-5 um) seules capables d'être observées par le microscope.



A.7 Mise en blocs

La pièce prélevée et après une période d'inclusion de 4h, est coulée dans un moule métallique "Barres de Leuchart", refroidissée dans un congélateur pendant toute une nuit pour obtenir finalement un bloc de paraffine dur contenant à l'intérieur une pièce rigide...



A.8 Confection des coupes histologiques

Les coupes sont réalisées par un microtome qui permet de réaliser des sections de 2 à 5 um disposées en séries régulières sous forme d'un ruban. Cette étape comporte trois sous étapes à savoir successivement :

- L'étalement sur une lame en verre qui contient un liquide d'étalement comme l'eau albumineuse.
- la lame est ensuite placée sur une plaque chauffante à 40°C pendant 16 minutes.
- le séchage qui se fait par le papier buvard absorbant.



A.9 Déparaffinage

Après l'obtention des coupes observables grâce à la paraffine il est recommandé de l'enlever par chauffage des coupes à température de 45°C à 60°C pendant une quinzaine de minutes où la totalité de la paraffine périphérique est éliminée.

A.10 Coloration

Les cellules à leurs états normales n'absorbent pas la lumière blanche émet par le microscope dont la difficulté de la distinction entre ses organites, donc on utilise des colorants absorbables afin d'obtenir un contraste nous permettant de différencier les différents composants cellulaires (noyau, membrane plasmique et cytoplasme).

La coloration peut se faire par différents colorants : ordinaires (classique) qui absorbent la lumière pour le microscope optique, les métaux lourds (uranium, platine..) qui absorbent les électrons pour le microscope électrique.

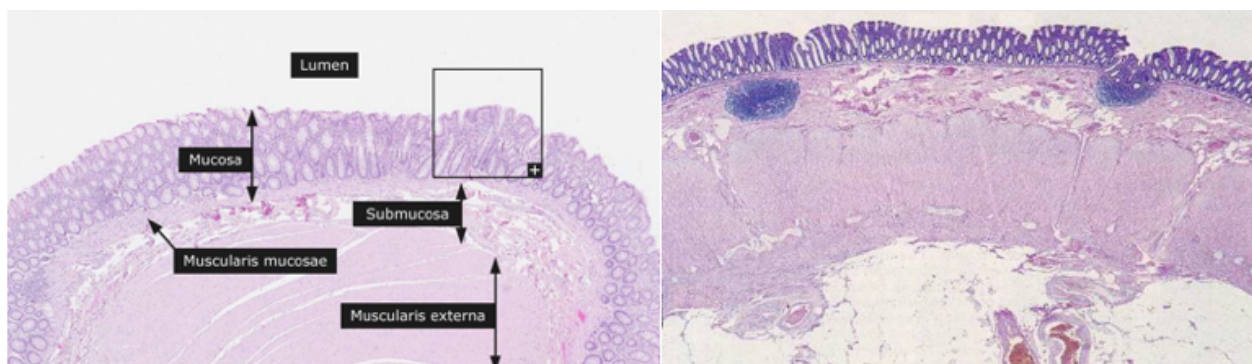


FIGURE A.1 – Appareil à coloration automatique des lames

A.11 Montage et observabtion microscopique

Les coupes fines colorées sont montées entre lame et lamelle avec une résine synthé dont l'indice de réfraction est proche de celui du verre. On obtient ainsi notre préparation : la lame histologique proprement dite.

La préparation microscopique est alors prête pour l'observation . les clichés présentés ci-dessous ont été obtenus avec microscope optique muni d'un appareil photographique numérique (la muqueuse colorectale humain avec des jonctions normales et pathologiques) (Fig 1 .a et Fig1.b).



A.11.1 Le côlon et le rectum

Le gros intestin est la partie terminale du tube digestif, il fait suite au jéjuno-iléon et se termine à l'annus. De point de vue topographique on distingue deux parties : le côlon et le rectum. Histologiquement, chacun du côlon et du rectum est constitué par quatre tuniques qui sont successivement de l'intérieur vers l'extérieur : muqueuse, sous muqueuse, musculuse et séreuse.

A.11.2 La muqueuse

C'est le revêtement le plus interne, elle est constituée par un épithélium rectiligne qui s'invagine pour former des glandes appelées : les glandes de Lieberkhun. Cet épithélium repose sur un tissu conjonctif lâche comportant des plasmocytes, des mastocytes et des polynucléaires neutrophiles, suivi par une couche mince ; c'est la musculuse muqueuse.

A.11.3 La sous muqueuse

Constituée par un tissu conjonctivo adipeux qui entoure la muqueuse. En effet, elle est contenue des vaisseaux sanguins, lymphatiques et un plexus nerveux.

A.11.4 La musculuse

Formée par deux couches circulaires interne et longitudinale externe entre elles se disposent un plexus nerveux " le plexus d'Auerbach " responsable de l'innervation végétative du tube digestif. -

A.11.5 La séreuse ou tunique péritonéale

La couche externe qui forme la charpente du côlon et du rectum, elle présente une disposition propre à chaque segment.

Les polypes adénomateux sont des tumeurs bénignes de la région colorectale. Elles correspondent à une lésion se projetant au dessus de la muqueuse et qui croit en direction de la lumière où elle se trouve entraînée par le passage des matières fécales. Il s'agit souvent d'un adénome ; des lésions bénignes fréquentes mais à haut risque de transformation maligne (adénocarcinome) s'il s'ils ne sont pas enlevés à ce stade précoce par la polypectomie. Les adénocarcinomes présentent la majorité des tumeurs épithéliales colorectales. Ils présentent un problème majeur de santé publique avec un incidence qui augmente régulièrement malgré la possibilité de prévention. L'adénocarcinome est le 4ème cancer dans le monde, le 3ème en Algérie et le 1er des cancers du tube digestif et est de mauvais pronostique souvent.

Au terme de prévention de ces lésions malignes une endoscopie exploratrice est réalisée devant toutes situations de suspicion d'un adénome ou d'adénocarcinome ; la coloscopie totale. Elle permet d'explorer l'ensemble du cadre colique et de faire des prélèvements pour l'étude anatomopathologique.

Puisque les polypes commencent à se développer dans la muqueuse, une instrumentation endoscopique peut être insérée dans le lumen colorectal pour les détecter [16] comme celle représentée sur la figure A.2 :



FIGURE A.2 – Polype colorectal vu dans un échantillon chirurgical

Le polype de la figure 2 présente une couleur rouge plus intense que le tissu environnant. Une telle différence de couleur suggère qu'il pourrait avoir une teneur en sang plus élevée que ses tissus muqueux voisins. La composition interne de la muqueuse colorectale et des polypes est certainement différente et par conséquent le RI de ces tissus présentera également des valeurs différentes.

Dans les laboratoires d'anatomie pathologique , les prélèvements sont soumises aux procédés préparatoires précédentes pour voir par le microscope optique l'évolution des multiplications cellulaires et les caractères histologiques de la lésion. À l'aide d'une règle à l'échelle microscopique, sous un grossissement précis les biologistes mesurent la tailles moyennes des noyaux au microscope optique pour estimer ensuite l'évolution des tailles dans les échantillons du même organe humain avec des jonctions normales et pathologiques...

