

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

**THESE**

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

Pour l'obtention du diplôme de

**DOCTORAT EN SCIENCES**

École doctorale des technologies et des applications spatiales

Option : Optique spatiale et mécanique de précision

**Par**

**HABIA MOHAMED ILYES**

Thème

**Biocapteur Optique à Résonance**

Soutenue le : 23/05/2024 Devant le jury composé de Messieurs :

Bakhouche Belkacem	Pr. Université de Sétif 1	Président
Manallah Aissa	Pr. Université de Sétif 1	Rapporteur
Hanini Faouzi	MCA Université de Tebessa	Examineur
Meglali Omar	Pr. Université de M'sila	Examineur
Ayadi Khaled	Pr. Université de Sétif 1	Invité



## *Remerciements*

### *Remerciements*

Le contenu de ce manuscrit a été produit au sein de l'Institut d'Optique et de Mécanique de Précision de l'Université de Ferhat Abbas Sétif1, dans le cadre de l'école doctorale de technologies et application spatiales.

Je suis reconnaissant envers le Professeur Aïssa Manallah, mon directeur de thèse, pour son assistance tout au long de cette recherche, ses conseils précieux et son expertise scientifique qui ont facilité ma mission.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance envers Monsieur Khaled Ayadi, ancien professeur de l'université Ferhat Abbas Sétif 1, pour son soutien inconditionnel depuis le début de cette thèse.

Je tiens également à remercier Monsieur Mohamed Bouafia, ancien Professeur à l'université de Sétif 1 et responsable de l'école doctorale des technologies et applications spatiales, de m'avoir offert l'opportunité de me promulguer au sein de cette école.

Je voudrais également remercier les membres du jury, chacun par son nom, pour l'honneur qu'ils m'ont accordé en évaluant ma thèse. Je suis reconnaissant pour le temps, l'expertise et l'attention qu'ils ont consacrés à l'évaluation de ce travail. Leurs retours constructifs sont d'une grande valeur pour moi et vont indubitablement contribuer à mon évolution en tant que chercheur.

Je désire exprimer ma profonde estime envers ma famille toute entière pour leur soutien inébranlable tout au long de ma période d'études. Plus particulièrement, je souhaite honorer la présence constante de ma mère ainsi que celle de mes sœurs et de mon frère. Mes pensées vont tout particulièrement à mon père, qui nous a quittés il y a presque un an. Il a toujours été fier de moi, et je suis persuadé qu'il le restera où qu'il se trouve. J'adresse également ma reconnaissance à ma femme pour sa patience et son soutien moral.



*ABREVIATIONS & SYMBOLES*

*ABREVIATIONS*

<b>AFM</b>	<i>Microscope à force atomique</i>	<i>Atomic force microscope</i>
<b>ADN</b>	<i>acide désoxyribonucléique</i>	<i>deoxyribonucleic acid</i>
<b>ATR</b>	<i>Atténuation des plasmons de surface</i>	<i>Attenuation total reflection</i>
<b>BAW</b>	<i>ondes acoustiques en masse</i>	<i>acoustic waves in mass</i>
<b>BFO</b>	<i>La Fibre optique bioluminescente</i>	<i>The bioluminescent optical fibre</i>
<b>CCD</b>	<i>Dispositif à transfert de charges</i>	<i>Charge coupled devices</i>
<b>DA</b>	<i>Précision de détection</i>	<i>Detection accuracy</i>
<b>EWFB</b>	<i>Les biocapteurs fluorescents à ondes évanescentes</i>	<i>Fluorescent biosensors with evanescent waves</i>
<b>FETs</b>	<i>transistors à effet de champ</i>	<i>field effect transistors</i>
<b>FoM</b>	<i>Figure de mérite</i>	<i>Figure of Merit</i>
<b>FWHM</b>	<i>La largeur maximale à mi-hauteur</i>	<i>The Full width at height middle</i>
<b>ITO</b>	<i>l'oxyde d'indium étain</i>	<i>indium tin oxide</i>
<b>ITR</b>	<i>Réflexion totale interne</i>	<i>Total internal reflection</i>
<b>LoD</b>	<i>Limite de détection</i>	<i>limit of detection</i>
<b>LSPR</b>	<i>Les plasmons de surface localisée</i>	<i>Localized surface plasmons</i>
<b>MEMS</b>	<i>systèmes micro-électromécaniques</i>	<i>Micro-electromechanical systems</i>
<b>MZI</b>	<i>interféromètres Mach-Zehnder</i>	<i>Mach-Zehnder interferometers</i>
<b>NIR</b>	<i>L'infrarouge proche</i>	<i>Near infrared</i>
<b>OFE</b>	<i>l'élément de fibre optique</i>	<i>the optical fibre element</i>
<b>REM</b>	<i>rayonnement électromagnétique</i>	<i>electromagnetic radiation</i>
<b>RIFS</b>	<i>Spectroscopie d'interférence réflectométrique</i>	<i>Reflectometric interference spectroscopy</i>
<b>RTD</b>	<i>les détecteurs de température de résistance</i>	<i>resistance temperature detectors</i>
<b>SAW</b>	<i>ondes acoustiques de surface</i>	<i>acoustic waves of surface</i>
<b>SERS</b>	<i>Diffusion Raman améliorée en surface</i>	<i>Enhanced Surface Raman Diffusion</i>
<b>SNR</b>	<i>Rapport signal-bruit</i>	<i>Signal noise ratio</i>
<b>SOI</b>	<i>silicium-sur-isolant</i>	<i>silicon-on-insulating</i>
<b>SPR</b>	<i>résonance de plasmon de surface</i>	<i>surface plasmon resonance</i>
<b>SPRi</b>	<i>L'imagerie SPR</i>	<i>SPR imagery</i>
<b>TCO</b>	<i>oxydes conducteurs transparents</i>	<i>transparent conductive oxides</i>
<b>TE</b>	<i>transverse électrique</i>	<i>electrical transverse</i>
<b>TM</b>	<i>transverse magnétique</i>	<i>magnetic transverse</i>
<b>UICPA</b>	<i>l'Union internationale de chimie pure et appliquée</i>	<i>the International Union of Pure and Applied Chemistry</i>
<b>ZnO</b>	<i>l'oxyde de zinc</i>	<i>zinc oxide</i>

# SYMBOLES

## Chapitre 01

$h$  : est la constante de Plank  
 $c$  : la vitesse de la lumière dans le vide,  
 $K_B$  : est la constante de Boltzmann,  
 $T$  : la température,  
 $\tilde{\nu}_0$  : le nombre d'onde d'excitation laser  
 $\tilde{\nu}_k$  : le décalage Raman du  $k$ -th mode vibrationnel.  
 $P_{\text{Raman}}$  : l'énergie photonique de Raman  
 $K$  : la fraction des photons  
 $N$  : le nombre de molécules illuminées,  
 $\sigma_k$  : la section Raman du mode  $k$ -th intégré,  
 $I$  : l'intensité laser impactant  
 $R1, R2$  : coefficients de Fresnel pour la réflectance,  
 $n$  : indice de réfraction,  
 $d$  : épaisseur  
 $\lambda$  : la longueur d'onde  
 $\Delta\phi_d$  : la différence de décalage de phase  
 $\Delta n_c$  : le changement de l'indice de réfraction  
 $n_{\text{eff}}$  : indice de réfraction efficace  
 $S$  : sensibilité  
 $L_{1,2}$  : sont les longueurs physiques  
 $\nu$  : la fréquence normalisée  
 $ON$  : ouverture numérique  
 $J_m^\infty$  : La fonction de Bessel  
 $\theta_c$  : l'angle critique  
 $\delta_p$  : profondeur de pénétration  
 $P_0$  : puissance de la lumière de guidage dans le noyau  
 $P_c$  : puissance de la lumière de guidage dans la gaine non absorbante  
 $J_m^\infty$  la fonction de Bessel  
 $P_R$  : puissance rétro-réfléchi  
 $R$  : le coefficient de réflexion  
 $\varepsilon_{im}$  : la partie imaginaire de permittivité du métal  
 $\varepsilon'_m$  : la permittivité réelle du métal  
 $\varepsilon'_d$  : la permittivité réelle de diélectrique  
 $\beta_{sp}$  : la constante de propagation du plasmon de surface  
 $k_x$  : la constante de propagation de l'onde  
 $\theta_m$  : l'angle de diffraction  
 $\Lambda$  : la période du réseau  
 $m = \pm 1, \pm 2$  : Ordre de réseau  
 $n_D$  : l'indice de réfraction de milieu diélectrique cas de réseau  
 $\varepsilon_D$  : La permittivité de diélectrique ; cas de réseau  
 $\varepsilon_M$  : La permittivité du métal ; cas de réseau  
 $\xi$  : le facteur de forme de la particule  
 $l_d$  : est la longueur de désintégration du champ électromagnétique  
 $d$  : l'épaisseur de la couche d'adsorbant efficace  
 $N$  : la densité des électrons  
 $R$  : le rayon de la particule  
 $E(\lambda)$  : L'extinction de LSPR

## Chapitre 02

$E$  : le champ électrique  
 $D$  : le déplacement électrique  
 $B$  : l'induction magnétique  
 $H$  : le champ magnétique  
 $P$  : polarisation diélectrique

$M$  : polarisation de magnétisation  
 $\varepsilon_0$  : La permittivité dans le vide  
 $\varepsilon$  : la permittivité électrique  
 $\mu$  : La perméabilité magnétique  
 $\mu_0$  : La perméabilité dans le vide  
 $\chi_e$  : La susceptibilité électrique  
 $\chi_m$  : la susceptibilité magnétique  
 $\rho$  : résistivité du matériau  
 $\sigma$  : conductivité du matériau  
 $k$  : le vecteur d'onde  
 $t$  : le temps  
 $\omega$  : la pulsation  
 $r$  : le déplacement  
 $v$  : la vitesse complexe  
 $\lambda$  : la longueur d'onde  
 $c$  : célérité  
 $\tilde{n}$  : L'indice complexe  
 $n$  : la partie réelle de l'indice optique complexe  
 $\kappa$  : la partie imaginaire de l'indice optique complexe  
 $\alpha$  : Le coefficient d'adsorption  
 $E_i$  : Le champ électrique incident  
 $E_r$  : Le champ électrique réfléchi  
 $E_t$  : Le champ électrique transmis  
 $H_i$  : Le champ magnétique incident  
 $H_r$  : Le champ magnétique réfléchi  
 $H_t$  : Le champ magnétique transmis  
 $\theta_i$  : L'angle incident  
 $\theta_r$  : L'angle réfléchi  
 $\theta_t$  : L'angle transmis  
 $r_p$  : coefficients de réflexion de l'onde P  
 $t_p$  : coefficients de transmission de l'onde P  
 $r_s$  : coefficients de réflexion de l'onde S  
 $t_s$  : coefficients de transmission de l'onde S  
 $z \cdot \langle S \rangle$  : Le vecteur de Poynting  
 $\delta_p$  : Le décalage de phase de l'onde P  
 $\delta_s$  : Le décalage de phase de l'onde S  
 $\Delta\delta$  : Le décalage différentiel  
 $N = (n_1/n_2)$  : Le rapport d'indice de réfraction  
 $\delta_a$  : Le décalage de phase moyen  
 $k_x$  : le vecteur d'onde de l'onde évanescente sur  $x$   
 $k_z$  : le vecteur d'onde de l'onde évanescente sur  $z$   
 $\xi^{\text{inc}}$  : Le vecteur de polarisation de l'onde évanescente  
 $\varepsilon_{\text{relative}}(\omega)$  : La permittivité diélectrique relative du métal  
 $\Gamma$  : La fréquence de diffusion  
 $f_0$  : la force d'oscillation  
 $\omega_p$  : la fréquence de plasma  
 $\omega_j$  : fréquence de résonance  
 $\Gamma_j$  : largeurs de bande des oscillateurs  
 $\omega_j$  : la force d'oscillation  
 $f_j$  : le facteur de poids  
 $k$  : le nombre d'oscillateurs  
 $Z_1, Z_2$  : Les profondeurs de pénétration  
 $L_{12}$  : La longueur de propagation  
 $A_R$  : l'amplitude de la lumière réfléchi  
 $A_I$  : L'amplitude de l'onde lumineuse incidente  
 $r_{\text{pmd}}$  : Coefficient d'amplitude de réflexion  
 $\phi$  : Le déphasage  
 $\beta^{\text{SP}}$  : Le vecteur des plasmons  
 $\Delta\beta$  : l'effet du prisme

$z$  : distance de la couche  
 $H_{yk}^0$  : La composante tangentielle de champ magnétique  
 $E_{xk}^0$  : la composante tangentielle de champ électrique  
 $M_{11}, M_{12}, M_{21}, M_{22}$  : les composantes de la matrice de transfère  
 $M_k$  : Matrice de transfert pour  $k^{ieme}$  cas  
 $q_k$  : Élément de matrice  
 $\beta_k$  : Élément de matrice  
 $H_y^{inc}$  : L'amplitude des champs magnétiques incidents  
 $H_y^{ref}$  : L'amplitude des champs magnétiques réfléchis  
 $H_y^{tra}$  : L'amplitude des champs magnétiques transmis  
 $P_1(z)$  : La matrice de transfert des champs pour une seule couche

### Chapitre 03

$\mu_a$  : Le coefficient d'absorption  
 $\frac{\partial T}{T}$  : Changement fractionnel  
 $L$  : longueur du chemin  
 $T$  : la fraction transmise  
 $C_n$  : La concentration du Nième type de molécule (mesurée en moles/litre)  
 $\epsilon_n(\lambda)$  : Le coefficient d'absorption molaire (coefficient d'extinction molaire)  
 $I(x)$  : L'intensité à une distance  $x$  dans le tissu.  
 $I_0$  : L'intensité de la lumière incidente  
 $R$  : le coefficient de réflexion de Fresnel  
 $D(\lambda)$  : La densité optique  
 $L_a$  : La longueur d'absorption  
 $\mu_s$  : coefficient de diffusion  
 $p(\theta, \psi)$  : la fonction de diffusion  
 $\theta$  : angle de déviation  
 $\psi$  : angle azimutale

$n_{Hb}$  : Indice de réfraction d'hémoglobine  
 $n_0$  : Indice de réfraction de l'eau  
 $\alpha$  : L'incrément de réfraction spécifique  
 $\beta(\lambda)$  : Incrément réfractif spécifique  
 $C_{Hb}$  : Concentration de l'hémoglobine  
 $M_{Hb}$  : La masse molaire de l'hémoglobine.  
 $k_{Hb}$  : Le coefficient d'extinction molaire de l'hémoglobine.  
 $DO$  : La densité optique  
 $\xi$  : Le coefficient d'extinction molaire  
 $n_{Gl}$  : Indice de réfraction de glucose

### Chapitre 04

$\Delta R_x$  : la différence de réflectivité entre les valeurs maximales et minimales  
 $\Delta \theta$  : la différence entre deux angles d'incidence  
 $Q_{sp}$  : l'indice de qualité des SP,  
 $n_p$  : Indice de réfraction du prisme  
 $n_{Hb}$  : Indice de réfraction d'hémoglobine  
 $\epsilon_r$  : La partie réelle de permittivité du métal  
 $\epsilon_i$  : la partie imaginaire de permittivité du métal  
 $\lambda_p$  : Longueur d'onde du plasma,  
 $\lambda_c$  : La collision de longueur d'onde  
 $d_{opt}$  : L'épaisseur optimale  
 $\epsilon_3$  : Permittivité d'analyte  
 $R_{min}$  : Réflectivité minimale  
 $\theta_{res}$  : Angle de résonance  
 $\Delta \theta_{SPR}$  : décalage de l'angle de résonance  
 $S_\theta$  : Sensibilité angulaire  
 $\Phi$  : Décalage de phase  
 $r$  : coeff de Fresnel de réflexion  
 $R$  : La réflectance, la réflectivité

## TABLEAU DES FIGURES

Figure.1. 1 Classification des capteurs[5]	6
Figure.1. 2 Classification des biocapteurs[4]	9
Figure.1. 3 la méthode de transduction des signaux[11]	10
Figure.1. 4 schéma de guide d'ondes et de bio-détection par une sonde à fibre[14]	11
Figure.1. 5 L'intensité de fluorescence pour la détection d'exosome [15]	11
Figure.1.6 représentation schématique d'un biocapteur a base de fibre optique[17]	12
Figure.1.7 reponse de temps de l'intensite de la bioluminescence en gel de silice immobilise sur les elements de fibre optiques [16]	14
Figure.1. 8 l'element a fibre optique (foe) effile avec couche active et photo de foe avec micro-organismes immobilises dans du gel de silice[18]	14
Figure.1.9 configuration typique des interferometres a) mach-zehnder et b) young[19]	15
Figure.1.10 biocapteur a base d'interferometre mach-zehnder avec source laser organique a semi-conducteurs integree[20]	16
Figure.1. 11 reponse du biocapteur mzi du guide d'ondes. (a)–(c) variation temporelle de la puissance de sortie optique normalisee pour differentes concentrations de streptavidine (0,5 µg/ml a 2,5 µg/ml)[22]	17
Figure.1.12 schema du systeme de detection de la puce rifs[23]	17
Figure.1. 13 le schema de la spectroscopie raman et du phenomene sers.[29]	19
Figure.1. 14 spectroscopie raman exaltee de surface (sers) appliquee a l'identification d'un cristal de clinopyroxene[29]	21
Figure.1. 15 articles de spr dans pubmed : total plus de 20 000.[1]	22
Figure.1. 16 profil de reflectivite de la lumiere due a l'absorption spr.	23
Figure.1. 17 excitation spr par couplage prismatique par la configuration de kretschmann[33]	24
Figure.1. 18 relation de dispersion $tm$ incident[34]	25
Figure.1. 19 excitation spr par couplage de reseau[34]	25
Figure.1. 20 relation de dispersion de l'excitation $sp$ a base de coupleur de reseau.	26
Figure.1.21 couplage de la lumiere a un plasmon de surface par un guide d'onde[34]	26
Figure.1. 22 illustration schematique de lspr[36]	27
Figure.1. 23 la methodologie de mesure spr: principe de modulation d'intensite, angulaire, et de longueur d'onde. [42]	30
Figure.1. 24 la methodologie de mesure spr : principe d'interrogation de phase[42].	30
Figure.1. 25 illustration de courbe spr : le decalage de l'angle de resonance et la fwhm sont egalement illustres.[48]	33
Tableau 1 comparaison des biocapteurs optiques	34
Figure.1. 26 diagrammes schematiques du biocapteur a base de thermistor enzymatique[4]	35
Figure.1. 27 schemas du biocapteur a effet piezoelectrique[67]	36
Figure.1. 28 schema du biocapteur conductimetrie(electrochimique)[4]	37
Figure.1. 29 diagrammes schematiques de biocapteur a base de nanofils de silicium (transistor a effet de champ (fet) d est draine et s est la source)[72]	37
Figure.1.30 biocapteur a ondes acoustiques de surface (saw)	38
Figure.2. 1 reflexion et transmission de l'onde $p$	51
Figure.2. 2 .reflexion et transmission de l'onde $s$	52
Figure.2. 3. Illustration de la reflexion interne totale. Un incident d'onde sur un milieu dielectrique avec une constante dielectrique plus grande a un angle superieur a l'angle critique, $\theta_i > \theta_c$ [14].	55
Figure.2. 4 excitations et transitions dans le plasmon de surface[34]	62
Figure.2. 5 dispersion des ondes de plasma a une interface air-or.	64
Les modes a basse energie sont des plasmons polaritons de surface ( $\beta=kx$ )[5].	64
Figure.2. 6 relation de dispersion pour les polaritons de plasmons de surface dans des milieux differents[37].	64
Figure.2. 7 le champ evanescent a l'interface entre deux milieux	66
Figure.2. 8 representation schematique a) la configuration d'otto; b) la configuration de kretschmann[44].	68
Figure.2. 9 schema de principe du coupleur atr : type kretschmann-raether[14]	69
Figure.2.10 courbe spr pour $sf10$ ( $n = 1,723$ ) or ( $d=50$ nm, $n_1 = 0,1726+i*3,4218$ )   Air( $n_2 = 1,0$ ) pour la lumiere laser he-ne (633 nm)[14].	70
Figure.2. 11 systeme n-layer de base pour decrire la methode de matrice de transfert[48]	71
Figure.3. 10 variation de l'indice de refraction moyen avec la concentration de glucose[30]	90
Figure.4. 1.modele de simulation (configuration de kretschmann)[13]	97
Figure.4. 2.organigramme de simulation	98
Figure.4. 3.schema de methode d'evaluation de la reponse spr[14]	99
Figure.4. 4.courbes spr de different prisme pour deux indices de refraction comme analyte	101
Figure.4. 5.plot de la sensibilite pour plusieurs prismes	101
Figure.4. 6.plot de decalage d'angle de resonance pour plusieurs prismes	102
Figure.4. 7.plot de courbe de la relation de dispersion	103
Figure.4. 8.courbes spr de differentes epaisseurs de couche metallique d'or	104
Figure.4. 9 courbes spr de differentes epaisseurs de couche metallique d'argent	105
Tableau.4. 1 evaluation de la qualite des plasmons de surface	105



<i>Tableau.4. 2 evaluation de la qualite des plasmons de surface</i>	105
<i>Figure.4. 10. Courbes spr pour differentes longueur d'onde pour l'hemoglobine</i>	106
<i>Prisme (bk7) /au(d=48 nm)/hb</i>	106
<i>Figure.4. 11. Courbes spr pour differentes longueur d'onde pour l'hemoglobine</i>	107
<i>Prisme (bk7) /ag(d=46 nm)/hb</i>	107
<i>Figure.4. 12. Courbes spr pour differentes epaisseurs de hemoglobin avec l'or</i>	108
<i>Prisme (bk7) /au(d=48 nm)/hb</i>	108
<i>Figure.4. 13courbes spr pour differentes epaisseurs de hemoglobin avec l'argent</i>	109
<i>Prisme (bk7) /ag(d=46 nm)/hb</i>	109
<i>Figure.4. 14. Profondeur de penetration dans l'hemoglobin en fonction de la longueur d'onde</i>	110
<i>Figure.4. 15. Profondeur de penetration en fonction de l'indice de refraction de l'hemoglobine</i>	110
<i>Figure.4. 16. Courbes spr pour differentes concentrations de hemoglobin avec l'or</i>	111
<i>Prisme (bk7) /au(d=48 nm)/hb</i>	111
<i>Figure.4. 17. Courbes spr pour differentes concentrations de hemoglobin avec l'argent</i>	112
<i>Prisme (bk7) /ag(d=46 nm)/hb</i>	112
<i>Figure.4. 18. Variation de sensibilite avec l'indice de refraction de l'hemoglobin.</i>	114
<i>Figure.4. 19. Variation d'angles de resonances avec l'indice de refraction de l'hemoglobin</i>	115
<i>Figure.4. 20. Variation de largeur a mi-hauteur en fonction de l'indice de refraction d'hemoglobine</i>	116
<i>Figure.4. 21 variation de la figure de merite en fonction de l'indice de refraction d'hemoglobine</i>	116
<i>Figure.4. 22. Variation de precision de detection en fonction de l'indice de refraction d'hemoglobine</i>	117
<i>Figure.4. 23. Decalage de phase pour differentes concentrations de hemoglobin avec l'or</i>	118
<i>Figure.4. 24.decalage de phase pour differentes concentrations de hemoglobin avec l'argent</i>	118
<i>Figure.4. 25distribution de composante x du champ electrique le long du metal et l'hemoglobine pour differents prismes</i>	120
<i>Figure.4. 26.distribution de composante x du champ electrique le long d'argent pour differentes epaisseurs</i>	121
<i>Figure.4. 27.distribution de composante x du champ electrique le long d'or pour differentes epaisseurs</i>	121
<i>Figure.4. 29. Distribution de composante x du champ electrique le long du l'or et l'hemoglobin pour different angles autour de l'angle de resonance <math>\theta_{res}=67,65^\circ</math></i>	123
<i>Figure.4. 35courbes spr de differentes concentartions du glucose a <math>\lambda=633</math> nm, pour epaisseur d'argent d ag=46 nm</i>	127
<i>Figure.4. 36 distribution de composante x du champ electrique le long de l'argent pour differentes concentrations du glucose a 633 nm</i>	128
<i>Figure.4. 37. Courbes spr pour differents tissus pour <math>\lambda=633</math> nm, pour epaisseur d'argent d ag=46 nm</i>	129
<i>Figure.4. 38 distribution de composante x du champ electrique le long de l'argent pour differents tissus a 633 nm</i>	130

## *Tableau des matières*

Remerciements	3
ABREVIATIONS & SYMBOLES	II
TABLEAU DES FIGURES	A
Tableau des matières	I
<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 01 : Biocapteurs optiques</b>	<b>5</b>
1 Introduction	5
Biocapteurs ; définition	5
1.1 Classification des capteurs	5
1.1.1 Capteurs actifs	6
1.1.2 Capteurs passifs	6
1.1.3 Capteurs de contact et sans contact	6
1.1.4 Capteurs absolus et relatifs :	7
1.1.5 Capteurs analogiques et numériques :	7
1.1.6 Détection des signaux :	7
1.2 Biocapteurs	8
1.2.1 Biocapteurs optiques	9
1.2.2 Caractéristiques des biocapteurs SPR	29
1.2.3 Comparaison des biocapteurs optiques	33
1.2.4 Autre Biocapteurs	35
1.3 Conclusion	38
1.4 Reference bibliographiques	40
<b>Chapitre 02 : Théorie des plasmons de surface</b>	<b>45</b>
2. Introduction	45
2.1 La théorie de plasmon-diélectrique	46
2.1.1 Les équations de Maxwell	46
2.1.2 Réponse optique linéaire	46
2.1.3 L'équation d'onde	48
2.1.4 Réflexion et transmission d'ondes P (transverse magnétique TM)	51
2.1.5 L'incidence de Brewster	53
2.1.6 Réflexion totale interne(ITR)	54
2.1.7 Changement de phase de réflexion totale interne	56
2.1.8 Les ondes évanescentes	57
2.1.9 Polarisation d'une onde évanescente	57
2.2 Surface métallique	58
2.2.1 Modèles de fonction diélectrique.	59
2.2.2 L'indice de réfraction d'une surface métallique	60
2.3 Les plasmons de surface	62
2.3.1 La relation de dispersion	63
2.3.2 Atténuation des plasmons de surface (ATR)	65
2.3.3 Les propriétés géométriques des plasmons de surface	66
2.3.4 Excitation de plasmons de surface (Méthode de couplage ATR)	67
2.3.5 Modèle à trois couches Prisme Métal Diélectrique (milieu étudié)	69
2.3.6 Calcul général du modèle à N couches	70
2.3.7 Répartition du champ magnétique et électrique dans la structure	73
2.4 Conclusion	73
2.5 Références bibliographiques	74
<b>Chapitre 03 : Les propriétés optiques des milieux biologiques</b>	<b>78</b>
3 Introduction	78
3.1 Les effets de la lumière sur les tissus biologique	79
3.2 Propriétés optiques des tissus	79
3.2.1 Phénomène de diffusion	80
3.2.2 Phénomène d'absorption	80
3.2.3 La loi de Beer-Lambert	83
3.2.4 La densité optique	83
3.3 Etude des analytes biologiques	85
3.3.1 Exemple 01 : L'hémoglobine (Hb)	85
3.3.2 Exemple 02 : Le glucose	89
3.4 Conclusion	90

3.5	Références bibliographiques	92
<b>Chapitre 04 : Simulations et optimisation des résultats</b>		<b>95</b>
4	Introduction	95
4.1	Simulation et optimisation des résultats	96
4.1.1	L'interaction entre les plasmons de surface et l'analyte	96
4.2	Simulations des plasmons de surface	96
4.2.1	Organigramme de simulation de la réflectivité	98
4.2.2	Méthode d'optimisation de l'épaisseur métallique	99
4.3	Etude de la réponse de réflectivité	100
4.3.1	Le choix du prisme	100
4.3.2	Epaisseur de la couche métallique	102
4.3.3	Optimisation de l'épaisseur métallique	104
4.3.4	Evaluation de la qualité des plasmons de surface	105
4.3.5	Optimisation de la longueur d'onde d'hémoglobine	106
4.3.6	Optimisation de l'épaisseur d'hémoglobine	108
4.3.7	Détermination de la Profondeur de pénétration	109
4.3.8	Variation de la concentration d'hémoglobine	111
4.4	Exploration des performances du capteur SPR	114
4.4.1	La sensibilité	114
4.4.2	L'angle de résonance	114
4.4.3	La largeur à mi-hauteur maximale (FWHM)	115
4.4.4	La figure de mérite (FOM)	116
4.4.5	La précision de détection (DA)	117
4.4.6	Le changement de phase	117
4.5	Étude de la distribution du champ électrique	119
4.5.1	L'influence de prisme	119
4.5.2	L'influence de l'épaisseur métallique	120
4.5.3	Variation de la longueur d'onde	122
4.5.4	Effet de l'angle de résonance	122
4.5.5	Variation de la concentration d'hémoglobine	125
4.6	Etude de glucose	126
4.7	Réponse d'interaction avec d'autres tissus	128
4.8	Conclusion	131
4.9	Références bibliographiques	132
<b>CONCLUSION GENERALE</b>		<b>133</b>
Annexe –A-		136
Annexe –B-		137
Annexe –C-		137

## *INTRODUCTION GENERALE*

La plasmonique est l'étude de l'interaction du rayonnement électromagnétique avec un plasma d'électrons libres[1]. Les plasmons sont des oscillations quantiques plasmatiques qui peuvent se lier à un photon pour produire une autre quasi-particule connue sous le nom de plasmon-polariton. Pour des raisons fondamentales[2], les scientifiques s'intéressent à ce domaine depuis plus d'un siècle, car il leur permet d'expliquer des phénomènes tels que les anomalies de Wood en utilisant une physique riche et compliquée[3]. Des expériences dans les années 1980 ont révélé qu'en allumant une interface métal/diélectrique, une interaction résonnante pouvait être générée entre les ondes et les électrons libres de la surface métallique. Au cours des deux dernières décennies, les résonances de plasmons de surface, en particulier celles générées au niveau des nanoparticules métalliques, ont été utilisées pour améliorer les performances d'un large éventail de composants[1,4].

Les biocapteurs optiques, des dispositifs révolutionnaires à la croisée de la biotechnologie et de l'optique, sont essentiels dans la détection et l'analyse d'une large gamme de composants biologiques et chimiques[3]. Ces capteurs optiques, qui utilisent les caractéristiques de la lumière, fournissent une méthode sensible, sélective et non invasive de surveillance et de quantification d'une variété d'analytes, y compris des biomolécules et des composés chimiques[5].

Les biocapteurs optiques à résonance représentent une avancée significative dans le domaine de la détection biologique et chimique. Ces dispositifs exploitent des phénomènes de résonance optique pour détecter avec une grande sensibilité les interactions biomoléculaires. En utilisant des principes optiques sophistiqués, les biocapteurs à résonance offrent une plateforme puissante pour la détection en temps réel de divers analytes, tels que les protéines, les acides nucléiques, les antigènes, et bien d'autres. Leur capacité à fournir des informations précises et en temps réel les rend indispensables dans des domaines allant de la recherche en biologie et en chimie à la surveillance environnementale et aux applications médicales[1,6].

La thèse vise à explorer la potentialité d'améliorer les performances des biocapteurs optiques à résonance sur un analyte comme l'hémoglobine. Cette amélioration repose sur l'utilisation de modèles mathématiques et programmes de simulation basés sur les méthodes de calcul de réflectivité (l'intensité de réflexion) telles que la matrice de transfert et le coefficient de Fresnel, ainsi que l'évolution de champ évanescent avec la variation de paramètres multiples. Les paramètres multiples que l'on souhaite examiner sont : l'épaisseur métallique, la longueur d'onde

## *Introduction Générale*

incidente et la concentration de l'analyte tel que l'hémoglobine, le glucose et d'autres tissus biologiques (muscles, pancréas,....etc.).

Le premier chapitre de ce document se consacre à une révision des concepts essentiels liés aux biocapteurs. Dans un premier temps, nous entreprendrons une brève exploration de la classification générale des capteurs, puis nous examinerons les techniques de détection spécifiques employées par les biocapteurs. Enfin, nous nous concentrerons sur la technique des capteurs de plasmon de surface à résonance (SPR) ainsi que les diverses modalités de couplage qui les caractérisent.

Dans le second chapitre, nous revisiterons les concepts fondamentaux de l'optique et de la théorie du plasmon de surface. Notre intérêt se portera sur deux aspects complémentaires : tout d'abord, nous aborderons l'aspect géométrique qui repose sur les principes de réflexion et de réfraction. Ceci nous permettra d'extraire les coefficients de Fresnel, qui sont essentiels dans la compréhension des interactions lumineuses. Ensuite, nous nous plongerons dans l'aspect plus analytique en utilisant les équations de Maxwell pour étudier la propagation des champs électrique et magnétique, ainsi que celle des ondes évanescentes. Cette démarche nous permettra d'expliquer de manière détaillée et mathématique la méthode de la matrice de transfert, un outil essentiel dans notre analyse.

Dans le troisième chapitre, notre attention se tournera vers les propriétés optiques des tissus biologiques ainsi que l'interaction entre la lumière et la matière au sein de ces tissus. Nous commencerons par examiner de manière approfondie les caractéristiques optiques des tissus biologiques, en analysant comment la lumière interagit avec eux. Par la suite, nous fournirons une description mathématique détaillée du tissu biologique étudié, en nous concentrant notamment sur l'hémoglobine. De plus, nous examinerons d'autres exemples de tissus biologiques pour offrir une perspective plus complète et nuancée de ces interactions lumière-matière au sein de divers contextes biologiques.

Dans le quatrième chapitre, nous introduisons un modèle théorique destiné à simuler la réponse des capteurs. Cette approche numérique nous permet de calculer la réflectivité en faisant varier plusieurs paramètres, tels que l'indice de réfraction, l'épaisseur, la longueur d'onde et enfin la concentration. En poursuivant, nous examinons en détail les performances du capteur étudié en utilisant les résultats de ces simulations. Dans la seconde partie du chapitre, nous explorons l'impact du champ électrique sur les performances du biocapteur. Ces simulations nous

## *Introduction Générale*

fournissent des informations cruciales sur la manière dont le champ électrique affecte le fonctionnement du dispositif.

Pour conclure, nous récapitulons les points clés essentiels de cette thèse. Enfin, nous esquissons quelques perspectives qui s'ouvrent à la suite de ce travail, mettant ainsi en lumière les pistes de recherche futures dans ce domaine captivant.

## **REFERNCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1] J. Chen *et al.*, “Surface plasmon polaritons enhanced magnetic plasmon resonance for high-quality sensing,” *Appl. Phys. Express*, vol. 15, no. 12, p. 122008, Nov. 2022, doi: 10.35848/1882-0786/aca316.
- [2] G. Thouand, Ed., *Handbook of Cell Biosensors*. Cham: Springer International Publishing, 2022. doi: 10.1007/978-3-030-23217-7.
- [3] B. A. Prabowo, A. Purwidyantri, and K. C. Liu, “Surface plasmon resonance optical sensor: A review on light source technology,” *Biosensors*, vol. 8, no. 3, 2018, doi: 10.3390/bios8030080.
- [4] J. H. Park, Y. W. Cho, and T. H. Kim, “Recent Advances in Surface Plasmon Resonance Sensors for Sensitive Optical Detection of Pathogens,” *Biosensors*, vol. 12, no. 3, 2022, doi: 10.3390/bios12030180.
- [5] U. Chadha *et al.*, “Recent progress and growth in biosensors technology: A critical review,” *J. Ind. Eng. Chem.*, vol. 109, pp. 21–51, 2022, doi: 10.1016/j.jiec.2022.02.010.
- [6] S. Chen and C. Lin, “Sensitivity comparison of graphene based surface plasmon resonance biosensor with Au, Ag and Cu in the visible region,” *Mater. Res. Express*, vol. 6, no. 5, p. 056503, Feb. 2019, doi: 10.1088/2053-1591/ab009d.

# CHAPITRE 1

---

## LES BIOCAPTEURS OPTIQUES

---

*Chapitre 01 : Biocapteurs optiques***1 Introduction****Biocapteurs ; définition**

Le terme "biocapteur" a été introduit vers 1975, dans le cadre de l'exploitation des principes des transducteurs pour la détection directe des biomolécules sur les surfaces. Actuellement, l'exemple le plus important d'un biocapteur est le capteur de glucose, qui signale la concentration de glucose comme signal électronique, par exemple basé sur un processus enzymatique sélectif[1]. Selon la définition actuelle, dans les biocapteurs, l'élément de reconnaissance (ligand) du détecteur ou de l'analyte devrait provenir d'une biologie.

Les biocapteurs sont des dispositifs analytiques composés d'un élément biologique (tissus, microorganismes, organelles, récepteurs cellulaires, enzymes, anticorps) et d'un transducteur physicochimique[2]. L'interaction spécifique entre la substance à analyser et le matériel biologique produit une modification physico-chimique détectée par le transducteur[3]. Le transducteur produit alors un signal électronique analogique proportionnellement à la quantité (concentration) d'un analyte particulier ou d'un groupe d'analyte[2].

**1.1 Classification des capteurs**

La classification des capteurs se fait généralement (Figure.1.1) selon la quantité physique (substance) ou bien de l'analyte à mesurer, comme (1) la source d'énergie (capteurs actifs et passifs), (2) le contact physique (capteurs de contact et sans contact), (3) la comparabilité (capteurs absolus et relatifs), (4) capteurs analogiques et numériques et (5) détection de signaux (physiques, chimiques, thermiques et biologiques)[4].



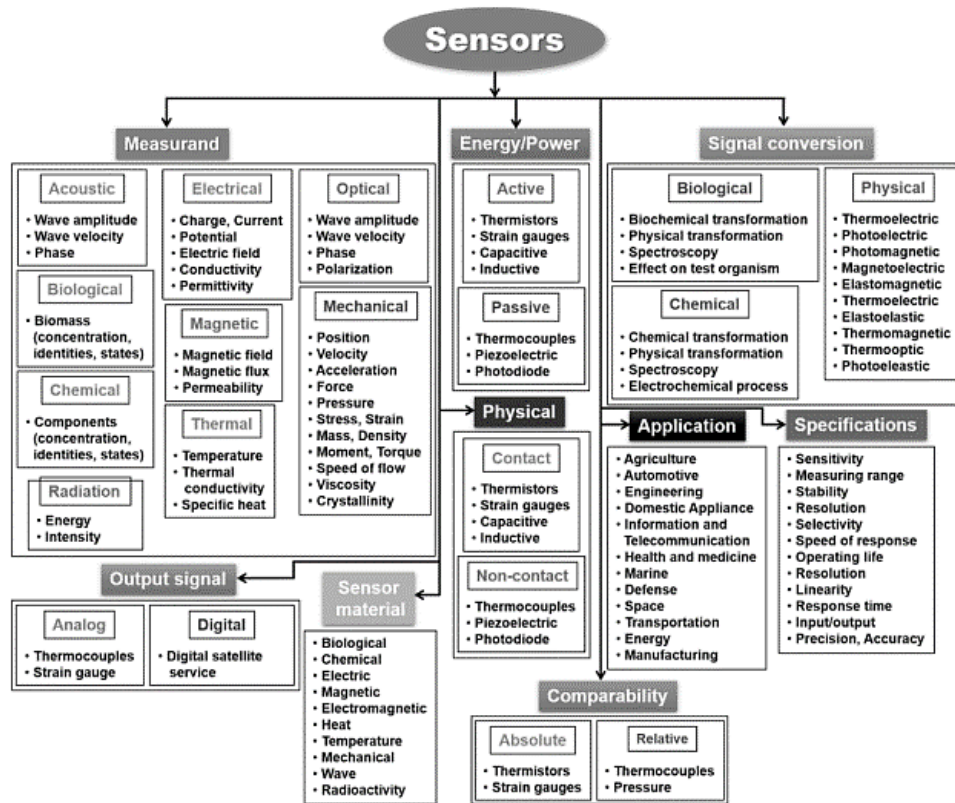


Figure.1. 1 Classification des capteurs[5]

### 1.1.1 Capteurs actifs

Comme les microphones, les thermistances, les jauges de contrainte et les capteurs capacitifs et inductifs, nécessitent une source d'énergie externe pour fonctionner. Ces capteurs sont appelés capteurs paramétriques (la sortie est une fonction du paramètre).

### 1.1.2 Capteurs passifs

Tels que les thermocouples, les capteurs piézoélectriques et les photodiodes, génèrent des signaux mais ne nécessitent pas d'énergie externe. Ces capteurs sont appelés capteurs auto-générateurs[6].

### 1.1.3 Capteurs de contact et sans contact

Les capteurs de contact, comme les capteurs de température, nécessitent un contact physique avec un stimulus, alors que les capteurs sans contact, comme les capteurs optiques et magnétiques et les thermomètres infrarouges, ne le font pas[6].

#### **1.1.4 Capteurs absolus et relatifs :**

Les capteurs absolus répondent à un stimulus sur une échelle absolue, comme la thermistance et la jauge de contrainte. Les capteurs relatifs détectent les stimuli par rapport à une référence fixe ou variable, comme un thermocouple qui mesure la différence de température et la pression par rapport à la pression atmosphérique.

#### **1.1.5 Capteurs analogiques et numériques :**

Un capteur analogique convertit une quantité physique mesurée en une forme analogique (continue dans le temps). Cette catégorie de capteurs analogiques comprend les thermocouples, les détecteurs de température de résistance (RTD) et les jauges de contrainte. Un capteur numérique produit une impulsion comme sortie. Les encodeurs sont un type de capteur numérique.

#### **1.1.6 Détection des signaux :**

Les capteurs sont classés en quatre types selon la façon dont ils détectent les signaux : physique, chimique, thermique et biologique.

##### ***1.1.6.1 Capteurs physiques :***

Ils mesurent une quantité physique et la transforment en un signal que l'utilisateur peut reconnaître. Les changements environnementaux tels que la force, l'accélération, le débit, la masse, le volume, la densité et la pression peuvent être détectés par ces capteurs.

Les capteurs physiques ont été largement utilisés dans les applications biomédicales, en particulier avec l'avancement de la technologie des systèmes micro-électromécaniques (MEMS) pour développer des capteurs plus précis et compacts, ainsi que le développement de nouvelles technologies de mesure.

##### ***1.1.6.2 Capteurs chimiques :***

Sont définis comme "un dispositif qui convertit l'information chimique en un signal analytique utile allant de la concentration d'un composant d'échantillon particulier à l'analyse de composition totale" par l'Union internationale de chimie pure et appliquée (UICPA).

Un capteur chimique est utilisé pour mesurer l'activité optique ou la concentration d'une espèce chimique dans la phase gazeuse ou liquide. Ils sont également utilisés pour surveiller la pollution

de l'environnement, l'analyse des aliments et des drogues et la surveillance des composés organophosphorés. Ils peuvent également être utilisés pour établir des diagnostics cliniques.

#### **1.1.6.3 Capteurs thermiques :**

Sont des dispositifs qui mesurent la température d'un environnement et convertissent les données d'entrée en données électroniques afin d'enregistrer ou de surveiller les changements de température. Thermocouples, thermistors, et les détecteurs de température de résistance (RTD) sont des exemples de capteurs de température.

#### **1.1.6.4 Capteurs biologiques :**

Ils surveillent les processus biomoléculaires comme les interactions anticorps antigènes, les interactions des enzymes et les interactions acide désoxyribonucléique (ADN), ou les processus de communication cellulaire, les capteurs biologiques sont appelés biocapteurs.

## **1.2 Biocapteurs**

Suite au développement novateur du premier biocapteur pour les tests de glucose par les pionniers Lyon et Clark en 1962, la demande a augmenté dans les domaines de la médecine et de la nanotechnologie. Les chercheurs se concentrent sur le développement de techniques plus rapides qui doivent être conviviales et rentables[7]. On suppose que ces critères sont remplis par les nouvelles technologies de biocapteurs qui nécessitent la fabrication de la chimie, de la nanotechnologie, la physique et des sciences biologiques[7].

Les biocapteurs sont des instruments analytiques qui comprennent un élément de détection biologique. Ils utilisent la sensibilité et la spécificité exquises de la biologie en conjonction avec des transducteurs physicochimiques pour fournir des mesures bioanalytiques complexes dans des formats simples et conviviaux[2]. Les applications potentielles comprennent pratiquement toutes les tâches analytiques imaginables, y compris les bilans médicaux, la découverte de médicaments, la sécurité alimentaire, le contrôle des processus et la surveillance environnementale, ainsi que les applications de défense et de sécurité[2][4].

Divers types de biocapteurs sont disponibles, comme les biocapteurs à base cellulaire ou microbienne, à base enzymatique, électrochimique, capteur immunitaire, protéine, biocapteurs ou ADN génétiquement codés, à base de tissus, magnétiques, optiques, piézoélectriques et thermiques. Tous ces biocapteurs sont uniques en leur catégorie en termes de fabrication et

d'application. Le principe de base de toutes les fonctions de ces biocapteurs, cependant, est l'analyse et la reconnaissance des échantillons, la transduction et l'amplification. Quoi qu'il en soit, tous ces dispositifs annoncent une nouvelle ère dans le domaine des sciences médicales, et leur capacité à détecter même des quantités infimes d'échantillon augmente leur demande jour après jour[7].

Selon la méthode de transduction des signaux (Figure 1.2), les biocapteurs sont classés également optiques, électrochimiques, thermométriques, piézoélectriques ou magnétiques, électroniques et acoustiques[4].

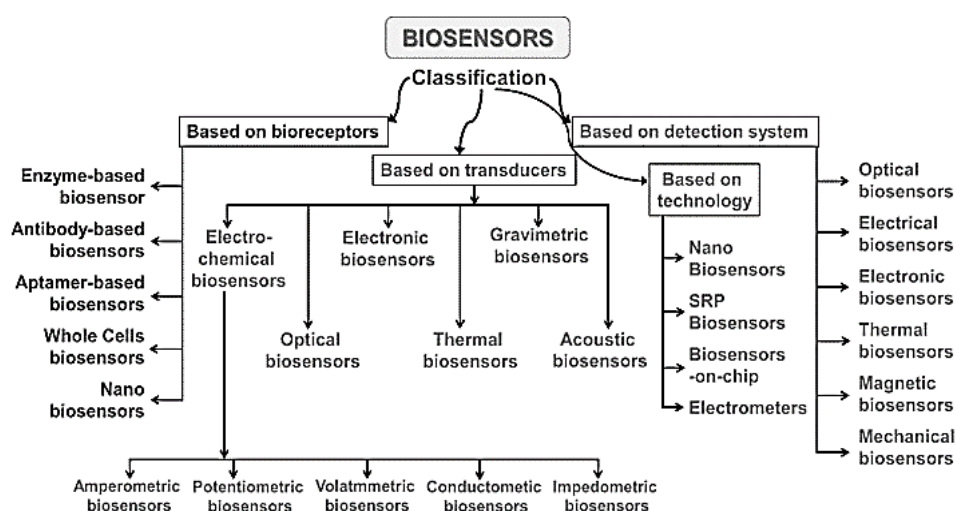


Figure.1. 2 Classification des biocapteurs[4]

### 1.2.1 Biocapteurs optiques

Le type de biocapteur le plus souvent remarquable est celui des biocapteurs optiques. L'interaction du champ optique avec un élément de bio-reconnaissance est utilisée pour effectuer la détection optique. La bio-détection optique sans étiquette et basée sur étiquette sont les deux grandes catégories de bio-détection optique. Le signal détecté en mode sans étiquette est généré directement par l'interaction du matériau analysé avec le transducteur[8].

Le principal objectif d'un biocapteur optique est de générer un signal proportionnel à la concentration d'une substance mesurée (analyte)[8,9].

Le résultat final de tout capteur optique doit être un changement de propriété optique causé par l'interaction de l'élément de reconnaissance avec la cible, ces changements peuvent être dus à la formation d'un produit fluorescent ou luminescent, association de molécules pour la fluorescence ou la trempe, ou modification de l'indice de réfraction ou du spectre d'absorption[10].

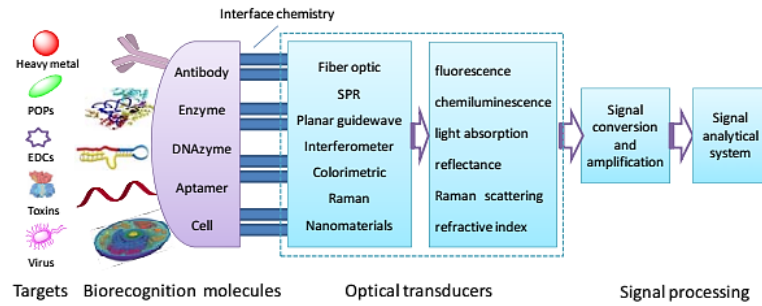


Figure.1. 3 la méthode de transduction des signaux[11]

Le biocapteur optique peut utiliser divers matériaux biologiques tels que des enzymes, des anticorps, des antigènes, des récepteurs, des acides nucléiques, des cellules entières et des tissus. La résonance de plasmon de surface (SPR), la fluorescence évanescente des ondes et l'interférométrie par guide d'onde optique détectent l'interaction de l'élément de bio-reconnaissance avec l'analyte en utilisant le champ évanescent près de la surface du biocapteur[9][8].

### 1.2.1.1 Fluorescence de l'onde évanescente

Les méthodes d'analyse optique basées sur la fluorescence sont une partie importante de la technologie de détection, combinant la sensibilité, la sélectivité et la facilité d'utilisation pour devenir un puissant outil de transduction de signal lorsqu'il est intégré dans de nouvelles plateformes et technologies.

Les biocapteurs fluorescents à ondes évanescentes (EWFB) utilisent la spectroscopie de champ évanescent pour exciter les fluorophores de surface proportionnels à la cible (Figure 1.4). La détection (EWFB) ne prend que quelques minutes, y compris la régénération de surface, ce qui rend ces biocapteurs pour la détection continue.

En 1965, l'excitation par onde évanescente a été décrite pour la première fois par Hirschfeld[12]. En suite Kronick et Little (1975) ont utilisé pour la première fois une excitation d'onde évanescente dans un essai immunologique de fluorescence[13]. La lumière lancée dans un guide d'ondes placé dans un milieu diélectrique avec un indice de réfraction inférieur ( $n_{\text{onde guidée}} > n_{\text{milieu}}$ ) réfléchira toute la lumière dans le guide d'ondes lorsque l'angle d'incidence  $\theta$  de la lumière entrant dans le guide d'ondes, est supérieur à l'angle critique  $\theta_c$  tel que défini par [10]:

$$\theta_c = \sin^{-1} \left( \frac{n_{\text{milieu}}}{n_{\text{onde guidée}}} \right) \quad 1.1$$

Dans la condition de réflectance interne totale (ATR), les coefficients de transmission de Fresnel pour l'onde électrique transversale et l'onde magnétique transversale ne sont pas nuls. Cela signifie bien que l'énergie lumineuse soit totalement réfléchi, un champ électromagnétique s'étale de l'interface au milieu d'indice inférieur[10,14].

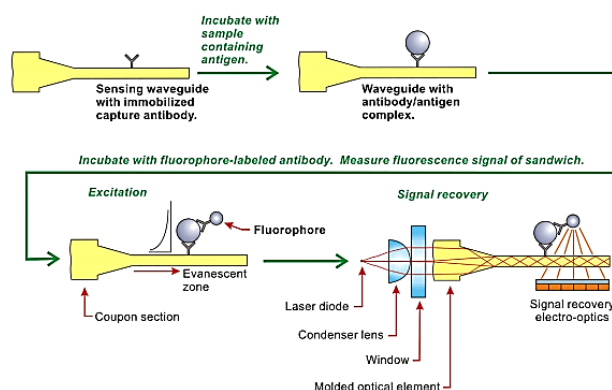


Figure.1. 4 schéma de guide d'ondes et de bio-détection par une sonde à fibre[14]

L'onde évanescente se désintègre exponentiellement avec la distance de la surface, généralement sur une distance de 100 nm à une longueur d'onde. La profondeur de pénétration ( $\delta_p$ ) d'un guide d'onde multimode, définie comme la distance de la surface à laquelle l'intensité du champ est de 1/e de sa valeur à la surface, est fonction des deux indices de réfraction, de l'angle d'incidence de la lumière et de la longueur d'onde :

$$\delta_p = \frac{\lambda}{4\pi} \left[ (n_{\text{onde guidée}})^2 \sin^2 \theta - (n_{\text{milieu}})^2 \right]^{1/2} \quad \text{I. 2}$$

La décroissance exponentielle de l'intensité de champ confine efficacement (Figure 1.5 : exemple pour exosome) les signaux optiques transductibles à une distance discrète de la surface du guide d'ondes, ce qui réduit l'interférence optique ou la contribution des composants à indice moyen inférieur.

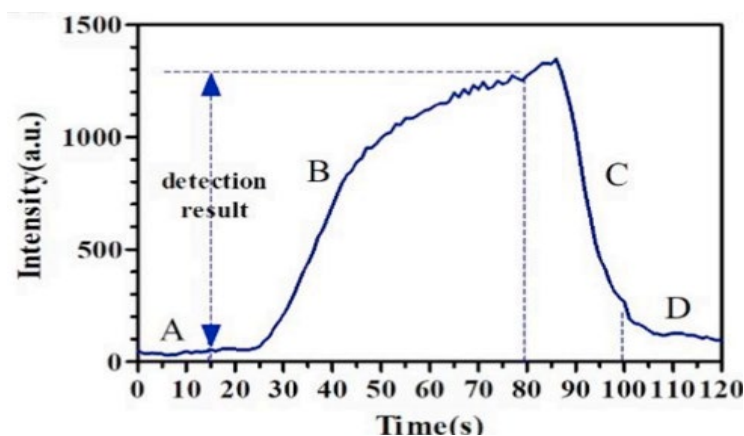


Figure.1. 5 L'intensité de fluorescence pour la détection d'exosome [15]

### 1.2.1.2 Fibre optique bioluminescente (BFO)

Au cours des dernières décennies, les biocapteurs à fibre optique ont fait l'objet de recherches poussées en tant qu'instruments pour des techniques de surveillance in situ simples, rapides et continues. Un biocapteur est un dispositif qui combine une couche de détection bioactive et un bio-transducteur pour générer un signal de sortie qui contient des informations sur son environnement immédiat[16].

Les cellules d'immobilisation (figure.1.6), bio-reporteurs bioluminescents, qui produisent la bioluminescence (BL), c.-à-d. la lumière émise par les systèmes biologiques résultant de réactions chimiques catalysées par enzyme dans la gamme spectrale visible infra-rouge proche (de 340 nm à 2 µm), peuvent être utilisées pour créer un type de couche de détection bioactive[16], [17].

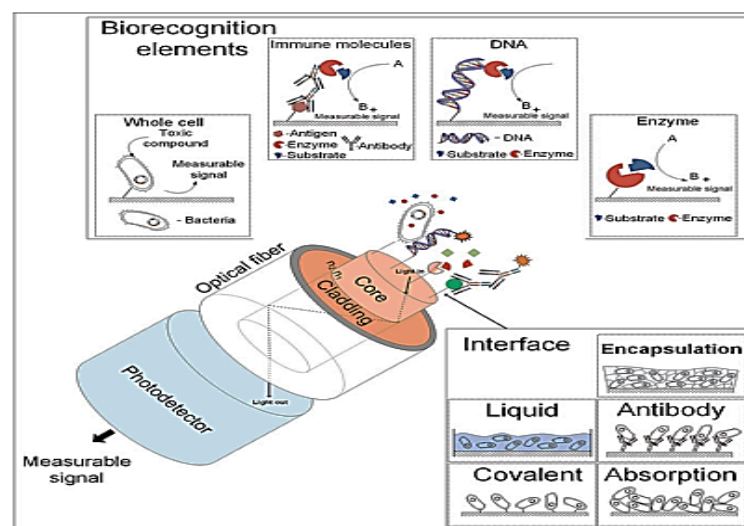


Figure.1.6 Représentation schématique d'un biocapteur à base de fibre optique[17]

Une fibre optique typique a deux parties : noyau (indice de réfraction  $n_1$ ) et revêtement (indice de réfraction  $n_2$ ) (figure.1.6). Pour la propagation de la lumière à travers la fibre, l'indice de réfraction du cœur doit être plus grand que celui du revêtement (c.-à-d.,  $n_1 > n_2$ ). La réflexion interne et la propagation ne se produisent que lorsque la lumière frappe le cœur et que l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique, tel que défini par la loi de Snell[18].

$$\theta_c = \sin^{-1} \left( \frac{n_2}{n_1} \right) \quad I. 3$$

Si deux conditions sont réunies, le champ électromagnétique (EM), qui est décrit par les vecteurs du champ électrique  $E$  et du champ magnétique  $B$ , est guidé par une fibre optique avec un rayon

a et un profil d'indice de réfraction  $n_1(r)$  du noyau de fibre et un indice de réfraction  $n_2$  du revêtement [18]:

- $n(r) > n_2$ ,
- $2\pi n_2 < \beta < 2\pi n_1$ ;  $\beta$  constant de propagation.

Les formulaires analytiques pour le champ électrique E et magnétique B ont été utilisés pour calculer la distribution de puissance de la lumière de guidage P dans le noyau  $P_0$  de la fibre optique et de la gaine non absorbante  $P_c$ , telle qu'exprimée dans l'équation suivante [18].

$$\frac{P_c}{P} = 1 - \frac{P_0}{P} \quad I. 4$$

$$\frac{P_c}{P} = \left[ \frac{J_m^\infty}{v} a \right]^4 \left( 1 - \frac{2}{v} \right) \quad I. 5$$

Où a est le rayon du cœur de la fibre et v la fréquence normalisée définie comme

$$v = (2\pi a / \lambda) \cdot ON \quad I. 6$$

ON : ouverture numérique et  $J_m^\infty$  est la fonction de Bessel;  $m=0,1,2,\dots$

Le coefficient de réflexion R pour l'incident de rayon sur cette interface définie par n, il détermine une partie de la de puissance rétro-réfléchie  $P_R$ . Dans le cas de la fibre optique, R est corrélé avec les indices de réfraction du noyau et de la gaine. La relation réciproque entre R et  $P_R$  s'exprime par [18]:

$$P_R = \sum_h P_h = \sum_h P_{0h} |R|^{2N} \quad I. 7$$

Où :  $h = 1, 2, \dots$  est nombre de modes, et N le nombre de réflexion.

En général, l'intensité de la bioluminescence (Figure.1.7) produit par les bio-reporteurs bioluminescents est faible au contact des polluants. Ce fait limite la sensibilité des biocapteurs, en particulier dans le cas où un très petit capteur de fibre optique est utilisé, l'élément de fibre optique OFE (Figure.1.8) est l'un des moyens de résoudre ce désavantage[16].

L'immobilisation des cellules de bio-reporteur à l'extrémité la plus large d'un cône de fibre a amélioré l'efficacité de détection des photons par une augmentation du nombre de sources de lumière[16].



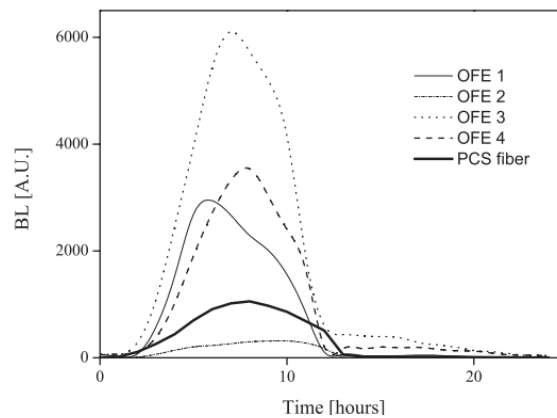


Figure.1.7 Réponse de temps de l'intensité de la bioluminescence en gel de silice immobilisé sur les éléments de fibre optiques [16]

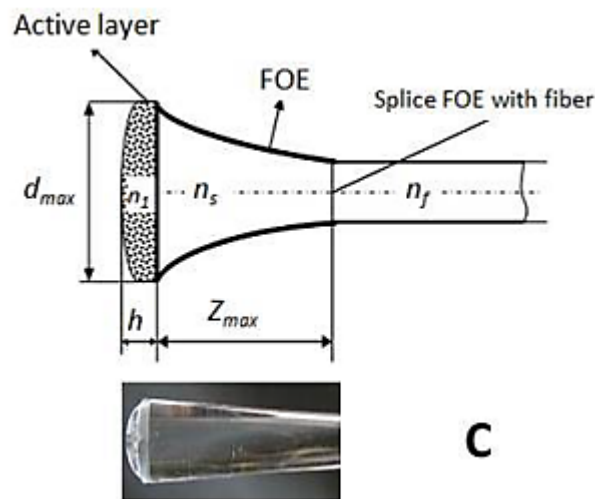


Figure.1. 8 L'élément à fibre optique (FOE) effilé avec couche active et photo de FOE avec micro-organismes immobilisés dans du gel de silice[18]

### 1.2.1.3 Guides d'ondes optiques interférométriques

T. Young célèbre double-fente expérience a joué un rôle critique dans l'acceptation générale de la théorie de la lumière ondulatoire. De plus, il a inspiré de nombreux domaines de la physique allant de l'optique classique à la physique quantique moderne, ce qui nous a permis de mieux comprendre notre monde. 90 ans plus tard, L.Z. Mach et L.Z. Zehnder ont publié indépendamment que les faisceaux collimatés d'une source de lumière peuvent être appliqués pour la mesure des changements d'indice de réfraction (Mach, 1892; Zehnder, 1891). Les interféromètres Mach-Zehnder(MZI) et Young (figure.1.9) utilisent la nature ondulatoire de la

lumière pour détecter les changements des propriétés optiques d'un échantillon et par conséquent sont semblables en ce qui concerne leur principe de fonctionnement[19].

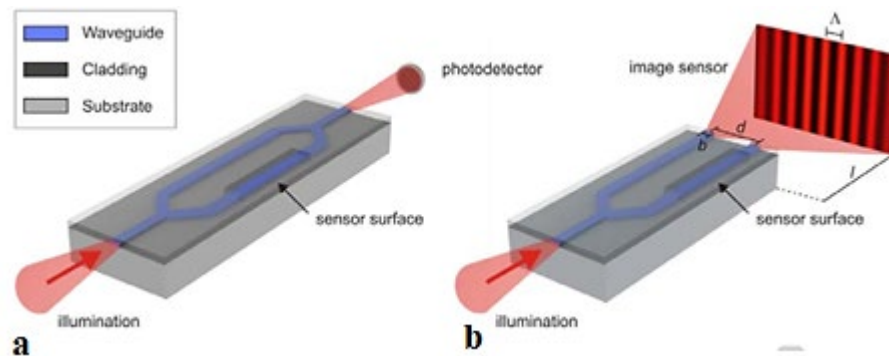


Figure.1.9 Configuration typique des interféromètres a) Mach-Zehnder et b) Young)[19]

Il a été démontré que les capteurs MZI (Figure.1.9) peuvent être utilisés dans une variété de domaines, y compris les diagnostics au point de service, la surveillance environnementale et la sécurité. Les progrès continus dans la conception, les méthodes de fabrication et les systèmes de matériaux ont conduit à des avancées substantielles des capteurs optiques à guide d'ondes Mach-Zehnder depuis les premières démonstrations basées sur les géométries des guides d'onde en plaque (Heideman et al., 1993) dans les années 1990 jusqu'à l'optimisation des performances de dispositifs de guidage par fil[20].

Par conséquent, il existe un besoin croissant de techniques sans étiquette qui permettent la surveillance en temps réel des interactions biomoléculaires sans l'utilisation d'un marqueur moléculaire. Les technologies sans étiquette sont utilisées dans les études d'immuno-réaction, la détection et la quantification des protéines synthétisées, la surveillance de la cinétique enzymatique des médicaments et le dépistage primaire et secondaire sans étiquette des petits composés, des anticorps ou des peptides dans la recherche de composants actifs[21].

Le biocapteur interférométrique, comme les capteurs de résonance plasmon de surface ou les capteurs à coupleur à réseau, est un capteur de champ évanescent sensible aux changements de la couverture de masse de surface (Figure.1.10). Le cœur du système est une puce de capteur composée d'un guide d'onde optique planaire[21].

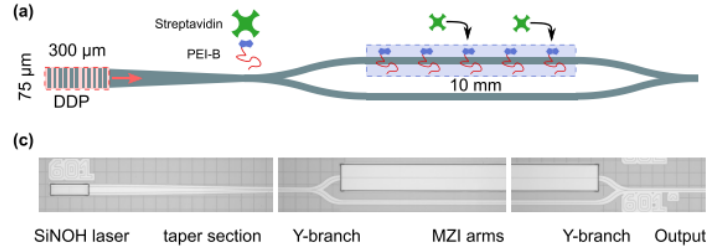


Figure.1.10 Biocapteur à base d'interféromètre Mach-Zehnder avec source laser organique à semi-conducteurs intégrée[20]

La partie du champ électromagnétique qui se propage au-dessus du guide d'ondes est appelée champ évanescent, et il se désintègre de façon exponentielle avec la distance du guide d'ondes. Le champ évanescent est décrit à l'aide d'un indice de réfraction efficace, qui est défini dans la relation (I.8) [21]. En raison du contraste élevé des matériaux utilisés, la lumière se propage par des guides d'ondes intégrés via une réflexion interne totale. La plate-forme la plus couramment utilisée est le silicium-sur-isolant (SOI), qui a des modes optiques fortement confondus dans le noyau de silicium.

$$n_{\text{eff}} = \frac{c_0}{v} \tag{I. 8}$$

L'intensité à la sortie (figure.1.10) peut être définie comme une fonction sinusoïdale basée sur le décalage de phase accumulé dans la partie bimodale. Comme illustré ci-dessous :

$$I_{\text{out}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\Delta\varphi \tag{I. 9}$$

où  $I_1, I_2$  indique les intensités des modes d'ordre fondamental et supérieur,  $\Delta\varphi$  est le décalage de phase entre ces deux modes à une longueur d'onde donnée qui peut s'exprimer comme suit [19], [21]:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (L_1 n_{\text{eff}1} - L_2 n_{\text{eff}2}) \tag{I. 10}$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de fonctionnement,  $L_{1,2}$  sont les longueurs physiques des chemins optiques et  $n_{\text{eff}1,2}$  sont les indices efficaces des modes d'ordre fondamental et supérieur, respectivement[19]. Tan que les deux modes se propagent le long du même trajet optique, le décalage de phase est causé par la différence des indices effectifs (Figure.1.11). Par conséquent, une modification de l'indice de réfraction du revêtement entraîne une variation de l'indice efficace des modes de propagation dans une application de biocapteur. La sensibilité du capteur, en particulier, peut être définie comme [19], [20]:

$$S = \frac{\Delta\phi_d}{\Delta n_c} = \frac{2\pi L}{\lambda} \left( \frac{\partial n_{\text{eff}2}}{\partial n_c} - \frac{\partial n_{\text{eff}1}}{\partial n_c} \right) \quad I. 11$$

Où  $\Delta\phi_d$  est la différence de décalage de phase lorsque la détection a lieu, et  $\Delta n_c$  est le changement de l'indice de réfraction du revêtement.

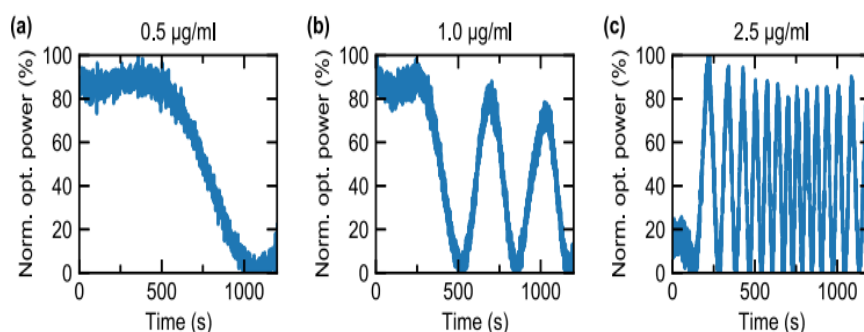


Figure.1. 11 Réponse du biocapteur MZI du guide d'ondes. (a)–(c) Variation temporelle de la puissance de sortie optique normalisée pour différentes concentrations de streptavidine (0,5 µg/mL à 2,5 µg/mL)[22]

#### 1.2.1.4 Spectroscopie d'interférence réflectométrique (RIFS)

La RIFS (figure 1.12) est une méthode optique basée sur l'interférence des faisceaux lumineux provenant des surfaces supérieure et inférieure d'un film mince ou d'une structure avec une nanotopographie bien définie. Les variations de l'amplitude et de la phase de la lumière polarisée causées par les changements de l'indice de réfraction et de l'épaisseur d'une couche d'analyte adsorbée déterminent la concentration de l'analyte. En conséquence, le phénomène de liaison des analytes aboutit à un changement du modèle d'interférence dans le domaine de longueur d'onde[22,23].

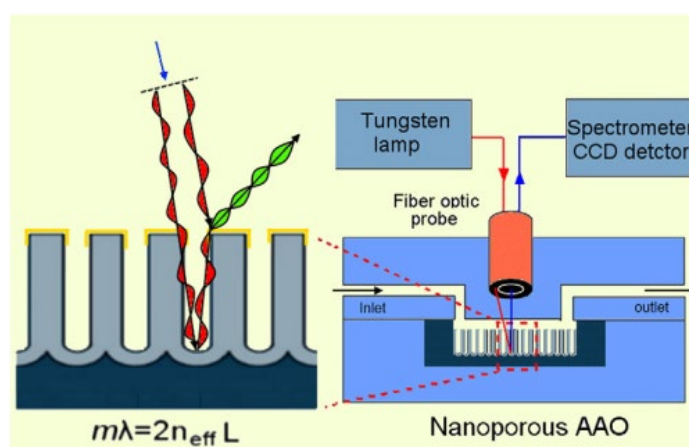


Figure.1.12 Schéma du système de détection de la puce RIFS[23]

Dans les diagnostics actuels au point d'intervention, où un dispositif de micro puce est intégré au système, il est essentiel que le système de détection soit compatible avec les systèmes

microfluidiques, qu'il fournisse une détection non invasive sans étiquette, une sensibilité et une sélectivité ultra-élevées, temps de réponse rapide, et peut fonctionner avec des volumes nano ou sous-microlitres[22].

La spectroscopie d'interférence réflectométrique (RIFS), qui satisfait la majorité de ces paramètres, est une approche de détection des biocapteurs très prometteurs[23]. Il est récemment été utilisé pour la détection de nucléotides simples et d'oligo-nucléotides, et démontré une résistance remarquable au stress thermique et physique. Pour la détection des agents pathogènes et des toxines, ces capteurs surpassent les dispositifs conventionnels à écoulement latéral[24].

Cette méthode de détection optique pour les interactions de surface est basée sur l'interférence de la lumière blanche aux couches minces transparentes. A chaque interface de couches minces de différents matériaux à absorption négligeable, le rayonnement est partiellement réfléchi et transmis. Si la longueur de chemin optique à travers ces couches est inférieure à la longueur d'onde de cohérence, les différents faisceaux partiels interfèrent et forment un motif d'interférence en fonction de la longueur d'onde, de l'épaisseur optique, angle d'incident et indice de réfraction moyen environnant. La réflectance  $R$  est donné dans la situation de l'incidence perpendiculaire, une couche non absorbante, pour faibles réflectances par :

$$R = R_1 + R_2 + 2\sqrt{R_1 R_2} \cos(4\pi nd/\lambda) \quad I. 12$$

Ou  $R_1, R_2$  sont les coefficients de Fresnel pour la réflectance,  $n$  indice de réfraction,  $d$  épaisseur et  $\lambda$  la longueur d'onde.

L'épaisseur optique  $nd$  peut être calculée en utilisant une valeur d'ordre donnée  $m$  pour une position d'un extremum.

$$nd = \frac{m\lambda}{2} \quad I. 13$$

### **1.2.1.5 Diffusion Raman améliorée en surface (SERS)**

Le phénomène d'amplification de surface (La diffusion Raman (SERS)) a été découverte par Fleischmann en 1974, et elle a été causée par des champs électriques électrochimiques intenses à la surface du métal ou le développement d'un complexe molécule-métal[25].

L'énorme signal a été généré par l'excitation optique d'oscillations collectives d'électrons dans des structures métalliques de taille nanométrique à la surface. Les études ont révélé que la genèse

de l'augmentation SERS est double et est liée aux effets électromagnétiques et chimiques[26], [27].

Le spectre Raman contient des données sur les ondes électromagnétiques qui frappent l'échantillon. Lorsqu'un faisceau électromagnétique frappe une molécule, une partie de celle-ci est répartie dans toutes les directions. La spectroscopie Raman est utilisée pour examiner les modes vibratoires, rotationnels et autres dans un système[28]. Ce type de spectroscopie produit souvent une empreinte structurelle unique qui peut être utilisé pour identifier diverses substances, il est également basé sur la diffusion de la lumière inélastique (appelé diffusion Raman)[28].

L'utilisation principale de SERS est l'identification moléculaire. En raison de la diffusion inélastique de la lumière des molécules matérielles, le spectre Raman peut être utilisé pour déterminer le spectre vibratoire et les faibles concentrations des molécules, détection d'une seule molécule, fournir des informations très complètes sur la structure moléculaire des matériaux[28].

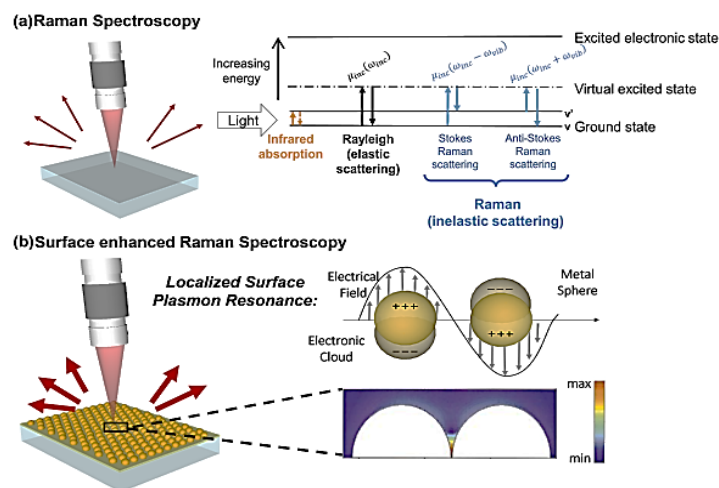


Figure.1. 13 le schéma de la spectroscopie Raman et du phénomène SERS.[29]

L'origine de l'amélioration SERS est causée par la diffusion inélastique des photons qui peuvent se produire lorsqu'ils interagissent avec les matériaux[25,29]. En raison de cette interaction, les photons peuvent perdre de l'énergie en faveur d'une molécule qui est promue de l'état du sol à son premier état vibratoire excité (Stokes Raman diffusion) ou gagner de l'énergie d'une molécule qui est promue dans la direction opposée (diffusion Raman anti-Stokes) ; ainsi, les photons inélastiquement dispersés contiennent des informations sur les modes vibratoires des matériaux avec lesquels ils interagissent[25].

Le rapport de section entre les bandes anti-Stokes et Stokes du mode vibratoire K-th est lié au rapport de population entre le sol et la première vibration excitée[25,29].

$$\rho_k^{\text{aS}} = \left( \frac{\tilde{\nu}_0 + \tilde{\nu}_k}{\tilde{\nu}_0 - \tilde{\nu}_k} \right)^3 e^{-\frac{hc\tilde{\nu}_k}{k_B T}} \quad I. 14$$

Où  $h$  est la constante de Plank,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $K_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $\tilde{\nu}_0$  le nombre d'onde d'excitation laser et  $\tilde{\nu}_k$  le décalage Raman du  $k$ -th mode vibrationnel.

Les spectres Raman signalent normalement les bandes de Stokes, en raison de leur intensité remarquablement plus forte que les bandes anti-Stokes. Le signal Raman généré par un échantillon (désormais destiné à Stokes-Raman) peut s'écrire comme suit[25] :

$$P_{\text{Raman}} = KN\sigma_k I \quad I. 15$$

$P_{\text{Raman}}$  est l'énergie photonique de Raman mesurée par le détecteur,  $K$  représente la fraction des photons qui, une fois émis par les molécules, sont recueillis et convertis en électrons par le détecteur,  $N$  est le nombre de molécules illuminées,  $\sigma_k$  la section Raman du mode  $k$ -th intégré,  $I$  l'intensité laser impactant l'échantillon[25], [29].

En revanche, les polaritons de surface sont créés à la surface d'une nanostructure métallique par des oscillations de quasi-particules causées par l'interaction d'électrons de surface métalliques avec des photons de la lumière entrante. Les métaux nobles, à savoir l'argent (Ag) et l'or (Au), affichent des résonances de polaritons de surface dans le visible et le proche infrarouge du spectre[26].

L'effet SERS sur des surfaces nanostructurées avec l'interface entre le métal et les couches diélectriques n'est pas associé à « points chauds »; il est causé par la formation de longues longueur d'onde de polaritons de plasmons surface focalisant le champ électromagnétique près de l'interface entre les milieux avec différents signes des parties réelles de la permittivité diélectrique. L'intensité des signaux commence à décroître à des distances de 30 à 60 nm (1) selon la longueur d'onde d'excitation laser suivant la relation à titre d'exemple la spectroscopie Raman exaltée de surface de la figure(1.14) [26]:

$$I \sim \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{\sqrt{|\epsilon_m(\omega) + \epsilon_d|}}{\epsilon_d} * 0,5 \quad I. 16$$

Ou  $\epsilon_d$  et  $\epsilon_m$  sont la partie réelle des permittivités de diélectrique et métal respectivement, et  $\lambda$  la longueur d'onde du champ électromagnétique d'excitation.

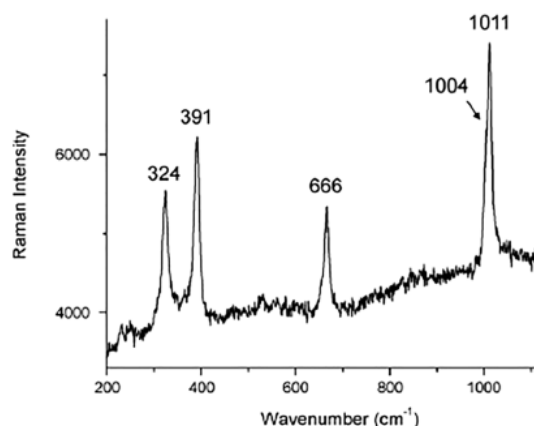


Figure.1. 14 Spectroscopie Raman exaltée de surface (SERS) appliquée à l'identification d'un cristal de clinopyroxène[29]

### 1.2.1.6 Plasmon de surface à résonance (SPR)

Depuis son introduction au début des années 1990, la SPR s'est avérée être l'une des technologies les plus puissantes pour déterminer la spécificité, l'affinité et les paramètres cinétiques lors de la liaison des macromolécules dans une variété de liaisons, y compris les protéines, protéine-ADN, enzyme-substrat ou inhibiteur, récepteur-médicament, et ainsi de suite[30].

L'utilisation de biocapteurs de SPR dans la recherche sur les interactions biomoléculaires ne cesse de croître. Des données de haute qualité pour déterminer les paramètres cinétiques des phénomènes d'interaction biomoléculaire peuvent être acquises avec une conception expérimentale améliorée et des technologies d'analyse de données mises à jour[30]. Les biocapteurs à base plasmonique, en particulier, sont une technologie de nouvelle génération qui permet la miniaturisation des biocapteurs, l'augmentation du débit de détection et la réduction des coûts d'exploitation[31]. Les techniques de détection basées sur la résonance des plasmons de surface (SPR) sont un nouvel outil potentiel pour détecter rapidement les infections avec une grande sensibilité, et par conséquent, cette technologie a commencé à supplanter d'autres méthodes de diagnostic classiques[31].



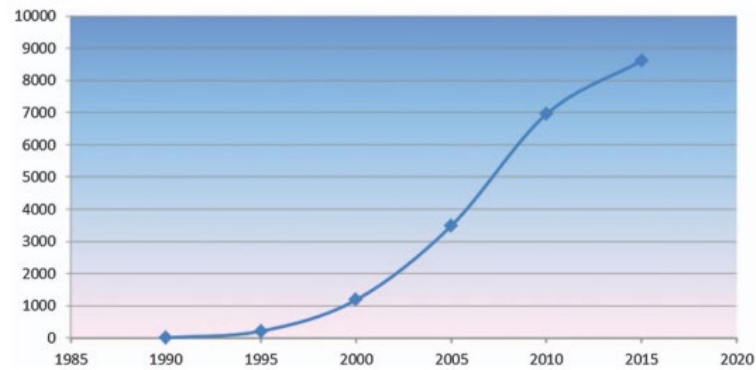


Figure.1. 15 Articles de SPR dans PubMed : total plus de 20 000.[1]

De nombreuses recherches ont augmenté le potentiel des capteurs SPR en augmentant l'efficacité de la technique (Figure.1.15). Par conséquent, les applications potentielles de la technologie de SPR se sont élargies pour inclure les industries biomédicales, environnementales et industrielles. La SPR est un outil approprié pour le diagnostic des maladies, la mise au point de médicaments, la détection d'agents pathogènes d'origine alimentaire, etc., comme cela a été rigoureusement établi dans la littérature[1][30].

L'utilisation de la SPR pour des raisons biomédicales est impressionnante. Jusqu'à présent, de nombreux types d'appareils de mesure SPR ont été créés pour surveiller les espèces chimiques et biologiques en utilisant le principe fondamental de détection SPR[30].

Une détection sans étiquette et non destructive, une sensibilité plus élevée et une limite de détection plus faible, une rentabilité et une production simple, ainsi que des capacités de multiplexage et de miniaturisation, conduisent à une faible consommation de réactifs, à un temps d'analyse court et à des perspectives ouvertes pour des applications de soins, sont tous les avantages des biocapteurs à base de SPR[32].

Principalement, la résonance de SP est la clé d'une bonne performance dans la fabrication de capteurs SPR. Une situation de résonance à l'interface d'un métal mince et d'un milieu diélectrique peut être couplée de façon optimale par une lumière p-polarisée d'une certaine longueur d'onde et d'un certain angle d'incidence. Elle se produit lorsque la valeur du vecteur d'onde de l'onde SP est identique à la constante de propagation de la lumière incidente. Le vecteur d'onde SP ( $\beta_{SP}$ ) dans une surface de film nanométrique est suggéré dans l'équation suivante pour avoir une connaissance approfondie de ce phénomène[33][34].

$$\beta_{sp} = \text{Re} \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \right\} \quad I. 17$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière incidente ; tandis que  $\epsilon_m$  et  $\epsilon_d$  sont la valeur de la partie réelle du métal et de diélectrique moyenne, respectivement. Seuls les matériaux ayant une constante diélectrique réelle négative et une petite constante diélectrique imaginaire positive peuvent supporter des plasmons de surface. Les matériaux les plus couramment utilisés sont l'or et l'argent, bien que d'autres métaux comme le cuivre et l'aluminium présentent également une résonance plasmonique[35]. Un autre facteur essentiel est la longueur de propagation ( $L_x$ ) de l'onde SP exprimée par la formule suivante[33], [34] :

$$L_x = \frac{\pi}{2\lambda} \frac{\epsilon_{im}}{\epsilon_m} \left( \frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{3/2} \quad I. 18$$

$\epsilon_{im}$  la partie imaginaire de permittivité du métal.

Les permittivités réelles du métal  $\epsilon'_m$  et diélectrique  $\epsilon'_d$  ont des signes opposés, et  $\epsilon'_m < \epsilon'_d$ . la permittivité des matériaux diélectriques est normalement positive, ce qui implique que la véritable permittivité du métal est négative. Les métaux présentent également une partie imaginaire considérable de la permittivité, ce qui fait que la constante de propagation d'un plasmon de surface a une partie imaginaire non nulle. La partie imaginaire de la constante de propagation est associée à l'atténuation du plasmon de surface dans le sens de propagation. La constante de propagation est liée à l'indice efficace  $n_{ef}$  et l'atténuation  $b$  comme :

$$n_{eff} = \frac{c}{\omega} \text{Re}\{\beta_{sp}\} \quad , \quad b = \frac{0,2}{\ln 10} \text{Im}\{\beta_{sp}\} \quad I. 19$$

Une certaine longueur d'onde dans la génération SP nécessite une configuration spécifique pour répondre à la constante de propagation de la lumière incidente à un angle d'incidence spécifié. La priorité de l'investigation et du changement de la configuration du capteur est déterminée par le choix de la source lumineuse[34]. Alors que la réponse du biocapteur représente un pic de chute d'intensité lumineuse indiqué dans la figure ( 1.16).

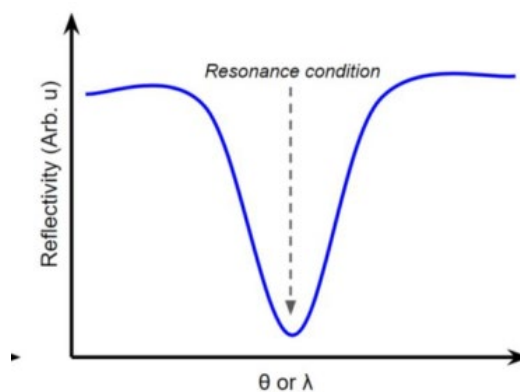


Figure.1. 16 Profil de réflectivité de la lumière due à l'absorption SPR.

### 1.2.1.7 Configurations des plasmons de surface à résonance

#### a. Couplage en prisme

Les coupleurs prismatiques sont le moyen le plus souvent utilisé pour les plasmons de surface optiquement excitants. Une onde lumineuse traverse un prisme à indice de réfraction élevé et est entièrement réfléchi à la base du prisme, créant une onde évanescente qui pénètre une mince couche de métal dans la configuration de Kretschmann de la technique de réflexion totale atténuée (ATR) comme indiqué dans la figure 1.17[33].

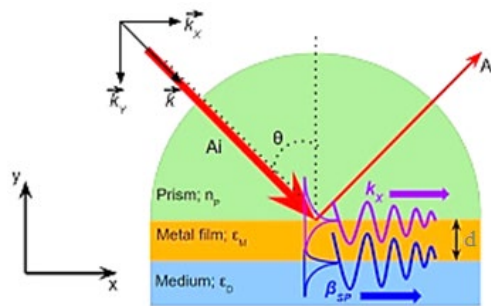


Figure.1.17 Excitation SPR par couplage prismatique par la configuration de Kretschmann[33]

La constante de propagation de l'onde évanescente le long de l'interface peut être modifiée pour correspondre à celle du plasmon de surface en ajustant l'angle d'incidence. La condition de résonance de la configuration du couplage en prisme est décrit par :

$$k_x = \beta_{sp} \quad I. 20$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_p \sin \theta = \text{Re}\{\beta_{sp}\} \quad I. 21$$

Les relations de dispersion de l'excitation SP basée sur le prisme sont illustrées dans la figure.1.17. On remarque qu'en utilisant un matériau d'indice de réfraction  $n_p$ , la constante de propagation de la lumière incidente  $k_x$  est capable de coupler le vecteur d'onde du plasmon de surface KSP au point d'intersection représentant l'état de résonance.

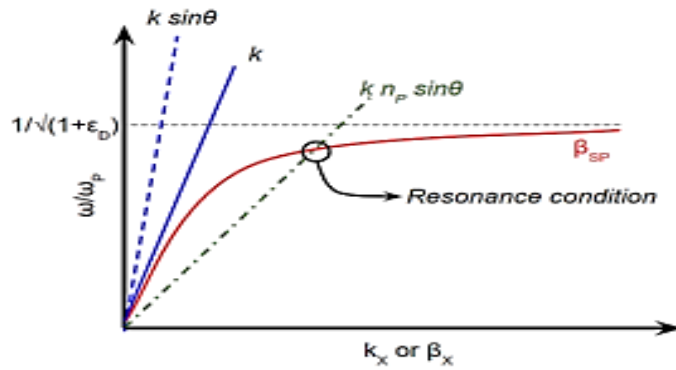


Figure.1. 18 Relation de dispersion TM incident[34]

**b. Couplage par réseau**

Une autre méthode pour les plasmons de surface optiquement excitants consiste à utiliser la diffraction de la lumière dans un coupleur réseau (Figure.1.19). Un incident d'onde légère provenant du milieu diélectrique sur une grille métallique est utilisé dans cette procédure. Si l'impulsion de la lumière diffractée parallèle à la surface du réseau est égale à la constante de propagation du plasmon de surface, la lumière diffractée peut s'y coupler[33, 34].

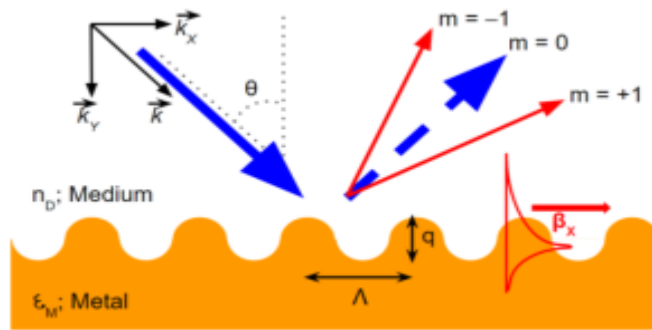


Figure.1. 19 Excitation SPR par couplage de réseau[34]

Cette description permet de calculer l'angle de diffraction de tout ordre dispersé à partir de la période du réseau  $m$ , de l'angle d'incidence de la lumière ( $\theta$ ), et de la longueur d'onde ( $\lambda$ ). Le dépassement de l'ordre  $n$  se produit lorsque  $\sin(\theta_m) = \pm 1$ . Par conséquent, les longueurs d'onde d'un spectre générant le dépassement d'un ordre diffracté sont données par l'équation [34]:

$$\sin \theta_m = \sin \theta + m \frac{\lambda}{\Lambda} \tag{I. 22}$$

$$n \frac{\lambda}{\Lambda} = -\sin \theta_m \pm 1; m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \tag{I. 23}$$

Où  $\theta$  est l'angle d'incidence de la lumière polarisée p,  $\theta_m$  est l'angle de diffraction,  $\lambda$  est la longueur d'onde de lumière incidente, et  $\Lambda$  est la période du réseau[34].

La longueur d'onde du dépassement décrit ci-dessus est appelée longueur d'onde Rayleigh. La relation entre le vecteur lumineux incident et la configuration de réseau pour l'état de résonance peut être exprimé comme [34] :

$$n_D \sin \theta + m \frac{\lambda}{\Lambda} = \pm \left\{ \sqrt{\frac{\epsilon_M \epsilon_D}{\epsilon_M + \epsilon_D}} \right\} + \Delta n_{\text{eff}} \quad I. 24$$

Avec 
$$\Delta n_{\text{eff}} = \text{Re} \left\{ \Delta \beta \frac{\lambda}{2\pi} \right\} \quad I. 25$$

Ou  $n_D$  est l'indice de refraction de milieu dielectrique et  $\Delta\beta$  le déphasage de la constante de propagation. Les courbes de dispersion de l'excitation SPR basée sur le coupleur réseau sont présentées dans la figure.1.20.

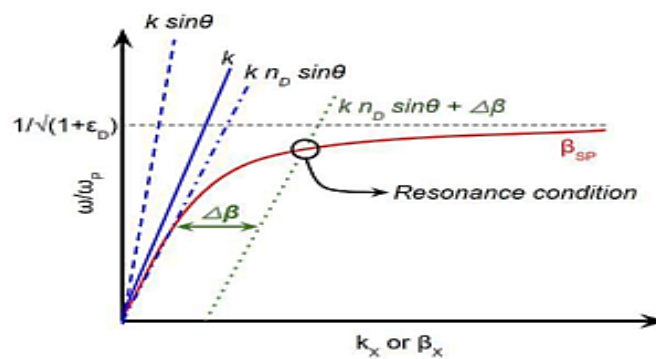


Figure.1. 20 Relation de dispersion de l'excitation SP à base de coupleur de réseau.

**c. Couplage par guide d'onde**

Une onde lumineuse dirigée à travers un guide d'onde optique peut également exciter les plasmons de surface. La figure.1.21 illustre cette méthode. La lumière se déplace via un guide d'ondes sous forme de modes guidés. Le champ électromagnétique d'un mode guidé est concentré dans la couche de guidage d'ondes, et une partie du champ se propage dans le milieu à indice de réfraction faible entourant la couche de guidage d'ondes comme une onde évanescente. Lorsque la lumière atteint la partie du guide d'ondes qui contient une couche de métal, l'onde évanescente excite un plasmon de surface à la bordure extérieure de la couche de métal[33].

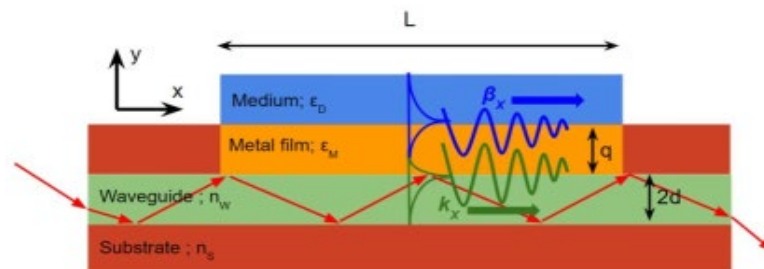


Figure.1.21 Couplage de la lumière à un plasmon de surface par un guide d'onde[34]

Il est à noter que le SP peut être activé lorsque la constante de propagation de l'onde de couplage dans la direction  $x$ ,  $k_x$  est égale au vecteur d'onde SP ( $\beta_x$ ). La disposition du guide d'onde planaire, comme les principes de couple de prismes discutés précédemment, est incapable d'étudier l'acquisition de l'angle d'incidence[33, 34].

En conséquence, l'approche d'interrogation de longueur d'onde est le seul choix pour la collecte de signal. Par ailleurs, en supposant que l'ouverture numérique de l'épaisseur du guide d'ondes (2d) indique le couplage de l'angle d'incidence de l'onde TM sous le capteur métallique, l'épaisseur du guide d'ondes (2d) peut être modifiée pour que l'ouverture numérique optimale produise la condition de résonance[34].

### A. Les plasmons de surface localisée (LSPR).

LSPR est l'une des technologies de transduction optique qui utilise le nano-comportement des particules d'un matériau noble pour générer une surface très sensible avec une grande précision. Le terme (LSPR) fait référence à la capacité de certains matériaux à transformer l'énergie, principalement à partir des photons en oscillation collective des électrons de bande de conduction[36]. À la surface des nanoparticules, l'oscillation par résonance entraîne une augmentation substantielle de l'absorption, de la diffusion et du champ électromagnétique (Figure.1.22). L'absorption et la diffusion accrues ont été appliquées à la biocapteur LSPR[35].

Le confinement du champ plasmonique dans une nanoparticule ou une nanostructure métallique noble est au cœur du LSPR. Le profil d'extinction de la lumière dans ce confinement LSPR est entièrement déterminé par la matière de nanoparticules, la taille, la forme, le rapport d'aspect, et les espaces intermédiaires aux nanoparticules/nanostructures voisines[34].

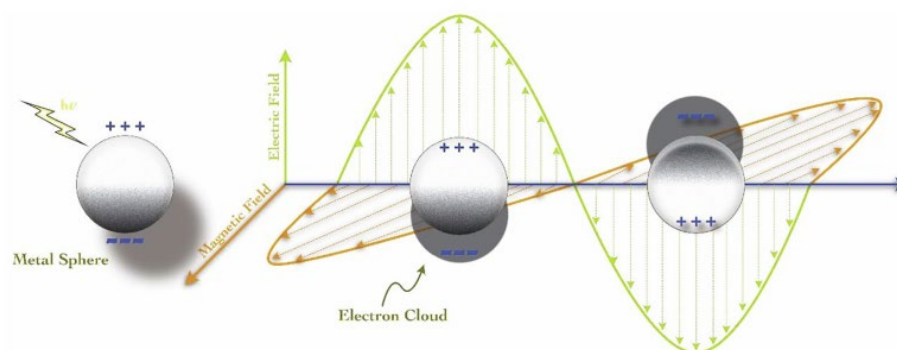


Figure.1. 22 Illustration schématique de LSPR[36]

L'extinction  $E(\lambda)$  de la LSPR comme l'accumulation de l'absorption et la diffusion est décrite par[34, 35]:

$$E(\lambda) = \frac{24 \pi^2 N R^3 \varepsilon_D^{3/2}}{\lambda \ln(10)} \left[ \frac{\varepsilon_i}{(\varepsilon_r + \xi \varepsilon_D)^2 + \varepsilon_i^2} \right] \quad I. 26$$

Où  $\varepsilon_r$  et  $\varepsilon_i$  sont les constantes diélectriques du métal réelle et imaginaire respectivement,  $\varepsilon_D$  la constante diélectrique de nanoparticule,  $N$  est la densité des électrons, et  $\xi$  représente le facteur de forme de la particule,  $R$  est le rayon de la particule,  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière incidente.

Le facteur de forme  $\xi$  modélise les particules comme une ellipse et est proportionnel à  $a/b$  où  $a$  et  $b$  sont les axes mineurs et majeurs respectivement de l'ellipse[35].

Lorsqu'un analyte biologique se fixe à la surface d'une nanoparticule, l'indice de réfraction de la surface de la nanoparticule change, ce qui entraîne le déplacement de la fréquence du pic LSPR. Ce changement dans la fréquence de LSPR est également influencé par la composition et la forme de la nanoparticule. L'argent est le plus sensible aux changements de l'indice de réfraction local parce qu'il a la plus grande constante diélectrique réelle négative de tout matériau plasmonique. De plus, les nanoparticules asymétriques sont plus sensibles aux changements de la liaison biomoléculaire de surface que les colloïdes sphériques. La relation suivante décrit le décalage de la fréquence des LSPR causé par la liaison par adsorbat.

$$\Delta\lambda = S(\Delta n) \left[ 1 - e^{-\left(\frac{2d}{l_d}\right)} \right] \quad I. 27$$

où  $S$  est la sensibilité de l'indice de réfraction,  $\Delta n$  est le changement de l'indice de réfraction induit par l'adsorbant,  $d$  est l'épaisseur de la couche d'adsorbant efficace et  $l_d$  est la longueur de désintégration du champ électromagnétique[35].

## B. L'imagerie SPR (SPRi)

L'imagerie SPR (également connue sous le nom de "microscopie SPR") étend l'analyse SPR. SPRi combine la sensibilité des mesures SPR d'angle d'acquisition avec des capacités d'imagerie spatiale[37]. SPRi permet d'étudier simultanément de nombreuses interactions sur un ensemble de molécules conçues avec précision. En raison de l'architecture de la puce du capteur dans SPRi, la surface de bio-détection complète est scannée en temps réel en recueillant la lumière réfléchie sur la surface dorée et est visualisée par une caméra CCD haute résolution[8]. Le haut débit, la sensibilité et la capacité de créer des images de bio-interactions à résolution spatiale ouvrent la voie à l'utilisation de SPRi en chimie clinique et en médecine pour le dépistage des biomarqueurs et des cibles médicinales[38].

Des capteurs SPR basés sur de nouveaux matériaux sont en cours de développement. Certains métaux, par exemple, les plates-formes SPR à base de film d'or ou de particules, sont utilisés pour améliorer la production de particules et la performance plasmonique[9]. Par exemple, les systèmes SPR à base de graphène présentent de bonnes capacités d'adsorption des analytes, ainsi qu'une forte résistance à la corrosion et à la température[29]. Les interactions graphène-or améliorent les performances plasmonique dans les systèmes hybrides graphène/or SPR. Les capteurs SPR basés sur « Aptamer » auraient une spécificité analytique exceptionnellement élevée[39]. Les plates-formes de SPR à structure tridimensionnelle (3D) ont une surface plus grande que leurs contreparties bidimensionnelles (2D), ce qui augmente le risque que l'analyte adhère à la plate-forme[31].

Autres avancées analytiques se sont produites en parallèle en couplant diverses techniques (fibre optique, Raman, fluorescence, luminescence) à la SPR afin d'améliorer la sensibilité. Les progrès futurs engloberont la miniaturisation des instruments aux procédures portatives compatibles avec l'imagerie et l'analyse par téléphone intelligent[40].

## 1.2.2 Caractéristiques des biocapteurs SPR

### 1.2.2.1 Mesure SPR

Il existe quatre méthodes de mesure du signal SPR. La première est la modulation d'intensité (figure.1.23), où le concept est de détecter le changement d'intensité de la réflectivité à un angle d'incidence ou une longueur d'onde spécifique[34]. En ce qui concerne le détecteur en réseau, cette technologie est avantageuse pour obtenir une image à l'aide d'un capteur SPR, également connu sous le nom d'imagerie SPR (SPRi). L'observation de l'image de contraste dans la zone de détection de SPRi peut être montrée en vidéo ou en photos[41].

L'angle d'intervention est le deuxième procédé. La lumière monochromatique est utilisée comme source de lumière dans cette approche pour relier SP, par conséquent, la condition SPR à partir du milieu IR varié est la contribution de divers angles d'incidence ( $\theta_i$ )[42].



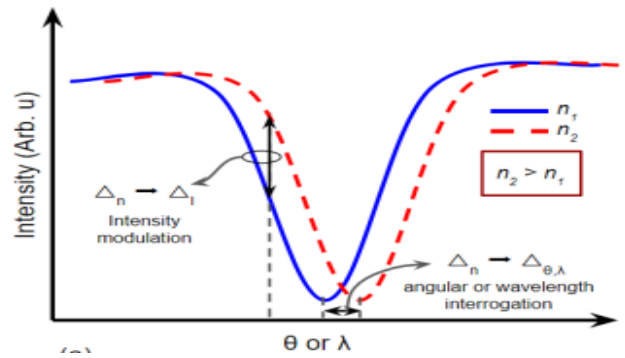


Figure.1. 23 La méthodologie de mesure SPR: principe de modulation d'intensité, angulaire, et de longueur d'onde. [42]

SPR angulaire (ou angle d'incidence) et l'interrogation de longueur d'onde peuvent différer selon le type de source lumineuse utilisé pour coupler le SPR. L'approche d'interrogation angulaire est essentielle lors de l'utilisation de la lumière monochromatique (longueur d'onde unique), comme le laser. Dans le cas de la lumière polychromatique, l'approche d'interrogation de longueur d'onde est nécessaire pour fixer l'angle d'incidence[42]. La figure1.23 illustre les méthodes d'interrogation angulaire et de longueur d'onde pour les mesures SPR.

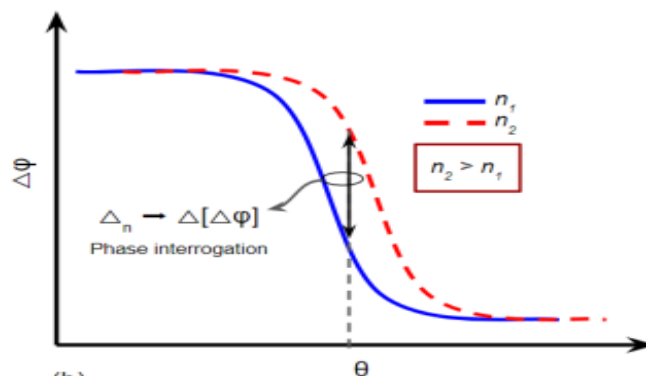


Figure.1. 24 La méthodologie de mesure SPR : principe d'interrogation de phase[42].

L'approche d'interrogation de phase est une autre façon d'acquérir des signaux SPR (figure.1.24). Dans l'instrumentation SPR, il est expressément utilisé pour la source de lumière monochromatique cohérente. Toutefois, cette approche nécessite l'utilisation d'un équipement de déplacement de phase, comme un amplificateur à verrouillage[43]. En outre, la configuration optique de cette approche est plus impliquée que les trois autres méthodologies. En raison de cette limitation, seules quelques recherches ont documenté cette approche pour les capteurs SPR, en particulier dans les produits commerciaux sur le marché.

### 1.2.2.2 Les paramètres de performance du capteur SPR

Plusieurs paramètres indiquent les performances du capteur SPR pendant la mesure et la détection.

#### *a) Sélectivité*

Est un facteur important à considérer lors du choix d'un biorécepteur pour un biocapteur. Un biorécepteur peut identifier une molécule d'analyte cible spécifique dans un échantillon, y compris les épices et les impuretés indésirables[44].

#### *b) Stabilité*

L'une des caractéristiques les plus importantes dans les applications de biocapteurs qui nécessitent une surveillance continue est la stabilité. Le degré de sensibilité aux perturbations environnementales à l'intérieur et à l'extérieur de l'équipement de bio-détection est défini comme étant la stabilité. L'affinité du biorécepteur (le niveau de liaison de l'analyte au biorécepteur) et la dégradation du biorécepteur au fil du temps sont les variables qui déterminent la stabilité.

#### *c) Linéarité*

Linéarité contribue à la précision des résultats mesurés. Plus la linéarité est élevée (ligne droite) plus la détection de concentration du substrat est élevée.

#### *d) Temps de réponse*

Le temps est pris pour obtenir 95 % des résultats.

#### *e) Reproductibilité*

Est caractérisée par la précision de rendement similaire lorsque l'échantillon est mesuré plus d'une fois et la capacité d'un capteur à générer une valeur moyenne plus proche de la valeur réelle lorsque l'échantillon est mesuré à chaque fois. C'est la capacité du biocapteur à produire des résultats identiques chaque fois que le même échantillon est mesuré plus d'une fois[45].

**f) Sensibilité (S)**

La plus petite quantité d'analyte qui peut être détectée/identifiée avec précision au plus petit pas et à de faibles concentrations (ng/mL ou fg/mL) pour confirmer la présence de traces d'analyte dans l'échantillon.

La proportion du décalage de l'angle de résonance avec le changement de l'indice de réfraction de la surface sensible est appelée sensibilité donné par la relation suivante [46,47] :

$$S = [\Delta\theta_{\text{res}}/\Delta n] \quad I. 28$$

Où  $\Delta\theta_{\text{res}}$  c'est le décalage de l'angle de résonance  $\Delta n$  et le changement de l'indice de réfraction.

**g) Largeur à mi-hauteur maximale (FWHM)**

FWHM est un aspect important des performances du capteur SPR puisqu'il est utilisé pour calculer le facteur de qualité et la précision de détection (Figure1. 25). Elle quantifie la largeur de la courbe de réflectance au fur et à mesure que l'angle de résonance change et est exprimée comme suit[46], [47] :

$$\text{FWHM} = \frac{1}{2}(\theta_{\text{max}} + \theta_{\text{min}}) \quad I. 29$$

**h) Figure de mérite (FoM)**

FoM est défini comme le rapport de sensibilité à FWHM. Il est souvent appelé le facteur de qualité, défini mathématiquement par [46], [47]:

$$\text{FoM} = \left[ \frac{S}{\text{FWHM}} \right] = \left[ \frac{\Delta\theta_{\text{res}}}{\Delta n \times \text{FWHM}} \right] \quad I. 30$$

**i) Précision de détection (DA)**

La précision de détection est inversement liée au FWHM. La précision de détection, aussi appelée rapport signal-bruit (SNR), est donnée comme suit [46], [47]:

$$\text{DA} = \left[ \frac{1}{\text{FWHM}} \right] \quad I. 31$$

**j) Limite de détection (LoD)**

Il mesure le changement de concentration de biomolécule ou d'analyte dans la région de détection et il est désarmé en tant que rapport de changement dans l'IR ( $\Delta n$ ) avec le décalage de l'angle de résonance ( $\Delta\theta_{\text{res}}$ )[46], [47].

$$\text{LoD} = \left[ \frac{\Delta n}{\Delta \theta_{\text{res}}} \times 0.001^\circ \right] \quad I. 32$$

Ou  $0.001^\circ$  est un très petit décalage en minutes autour de la zone de détection.

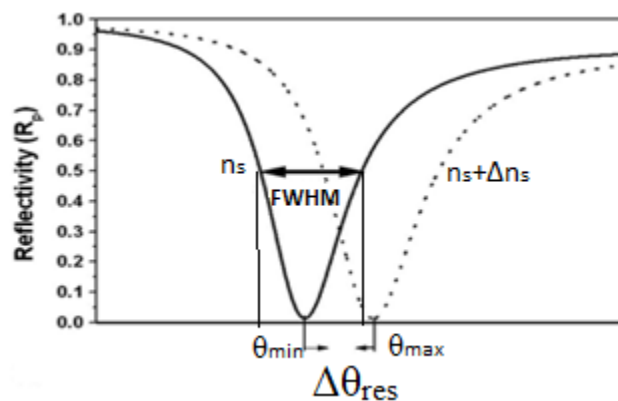


Figure.1. 25 Illustration de courbe SPR : Le décalage de l'angle de résonance et la FWHM sont également illustrés.[48]

### 1.2.3 Comparaison des biocapteurs optiques

Récemment, un certain nombre de plates-formes de diagnostic ont été développées pour détecter les bio-marqueurs, pathogènes (ADN/ARN, glycoprotéines, enzymes, anticorps, etc.) avec les qualités susmentionnées, telles que la sensibilité, la simplicité et la rentabilité. Les biocapteurs optiques sont souvent basés sur des plates-formes nano- ou micro-technologiques et ils dépendent généralement de la production de signaux optiques visuellement détectables. Des signaux de détection positifs sont produits lorsque les capteurs rencontrent des pathogènes ou des sous-produits pathogènes. Bien que les mécanismes utilisés pour produire des signaux positifs varient, le but demeure le même partout : détection sensible et rapide des pathogènes infectieux. Le tableau 1 présente une comparaison entre les biocapteurs optiques en termes d'avantages et inconvénients.

Biocapteur	Sans étiquette	Applications biologiques sélectionnées	Avantages	inconvénients
Fluorescence de l'onde évanescente	Non	Dépistage des toxines, diagnostics cliniques, bio-défense et tests alimentaires [49]	haute résolution temporelle, sensibilité, d'imagerie biocompatibles propriétés invasives [50]	Difficultés à obtenir la valence de la molécule de liaison [49] Détection légèrement lente; long; application restreinte (petite molécule)[4]

<b>SPR</b>	Oui	<p>Analyse cinétique des bio-interactions antigènes dans les échantillons cliniques, Protéines dans les échantillons biologiques</p> <p>Interactions spécifiques aux glucides [8]</p>	<p>Reproductibilité élevée ; surveillance simultanée de multiples interactions ; valeurs <math>K_d</math> et <math>K_a</math> fournies ; valeurs cinétiques fournies également. [51]</p> <p>Grande rapidité de reproductibilité [38]</p>	<p>Faible sélectivité (amélioration) taille encombrante [52]</p> <p>Plage de concentration étroite [38]</p>
<b>Les Guides d'ondes optiques interférométriques</b>	Oui	<p>Étude des réponses et des processus cellulaires Détection de virus [53]</p>	<p>Faible coût, structure compacte, bonne robustesse, haute sensibilité[54]</p>	<p>Structure fragile, mauvaise répétabilité, interférence croisée de température et structure transmissive [55]</p>
<b>fibre optique Bioluminescente</b>	Non	<p>Réponse des cellules aux agents génotoxiques [56] La multi-détection des génotoxines par réseau de cellules vivantes a fourni une sensibilité dans les parties par milliard de gamme. [57]</p>	<p>Flexibilité dans la configuration de la sonde fibre optique (en D, en U et conique).</p> <p>sensibilité et spécificité élevées de ces réactions enzymatiques émettant de la lumière.[58]</p>	<p>perte de lumière pendant qu'il voyage à travers la limitation de fibre de la bande passante des signaux [58]</p>
<b>Diffusion Raman améliorée en surface</b>	Oui	<p>Détection des protéines cancéreuses et Biomarqueur protéique dans l'environnement[59]</p>	<p>haute sensibilité, spécificité, capacité de multiplexage et photostabilité [60]</p> <p>peut être fabriqué par des techniques contrôlables [61]</p>	<p>faible limite de détection des biomolécules [62]</p> <p>La complexité des populations d'exosome sécrétées de diverses sources, comme celles isolées du sang humain, a gravement limité la viabilité de cette approche en tant qu'outil de diagnostic. [63]</p>

Tableau 1 comparaison des biocapteurs optiques

## 1.2.4 Autre Biocapteurs

### 1.2.4.1 Biocapteur thermique

Les biocapteurs thermométriques tirent profit d'une propriété fondamentale des réactions biologiques, à savoir l'absorption ou l'évolution de la chaleur[64]. La température du milieu de réaction change en conséquence. Auparavant, le changement de chaleur était directement surveillé dans les études calorimétriques pour calculer l'étendue de la réaction (pour la catalyse) ou la dynamique structurale des biomolécules à l'état dissous[65].

Cependant, son utilisation dans les biocapteurs a entraîné la mise au point de dispositifs thermométriques (figure .1.26). Ils mesurent principalement les changements de température dans le fluide en circulation causés par la réaction d'un substrat approprié avec les molécules enzymatiques immobilisées[65][66].

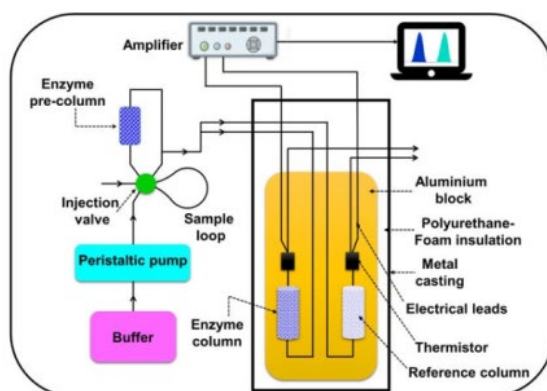


Figure.1. 26 Diagrammes schématiques du biocapteur à base de thermistor enzymatique[4]

Ces biocapteurs ne peuvent détecter que les échantillons solides ou gazeux. Ces capteurs ne peuvent pas être utilisés avec des échantillons liquides. La recherche sur ces biocapteurs dans des échantillons liquides a été limitée et comprend la détection du glucose, la détection de l'acide urinaire, la détection de l'insuline et des études des systèmes vivants comme les cellules humaines, les cellules animales, les micro-organismes et les tissus. Des recherches sur de multiples biocapteurs thermiques à analyte utilisant des thermopiles MEMS sont en cours[66].

### 1.2.4.2 Biocapteur à effet piézoélectrique

La capacité de certains matériaux à générer une charge électrique en réponse à la contrainte mécanique est appelée l'effet piézoélectrique (Figure.1.27)[67]. Cette propriété est couramment observée dans les matériaux cristallins ou semi-cristallins, et de nombreux matériaux naturels et artificiels présentent une variété d'effets piézoélectriques[68].

Lorsqu'un matériau piézoélectrique est soumis à une contrainte mécanique, la charge positive et négative se centre dans le déplacement du matériau en raison de l'alignement des bipolaires dans ses phases cristallines, résultant en un champ externe[67].

Le type le plus commun de transducteur piézoélectrique utilisé ; la microbalance à cristaux de quartz classique - une fine plaque de quartz circulaire avec des électrodes métalliques déposées sur des côtés opposés ; la partie superposée des électrodes définit la surface de détection active. Les électrodes en or sont couramment utilisées dans les applications de bio-détection. La fréquence de résonance de base, qui varie de 5 à 30 MHz, est déterminée par l'épaisseur de la plaque de quartz[69].

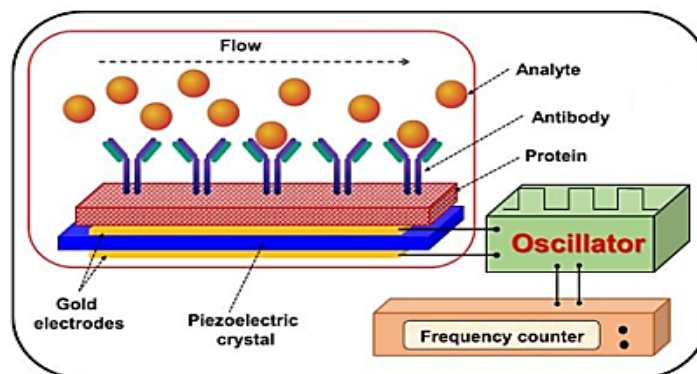


Figure.1. 27 Schémas du biocapteur à effet piézoélectrique[67]

#### 1.2.4.3 Biocapteur électrochimique

Un biocapteur électrochimique (Figure.1.28) est défini par l'UICPA comme un dispositif autonome et intégré qui utilise un élément de reconnaissance biologique (récepteur biochimique) en contact spatial direct avec un transducteur électrochimique pour générer des données analytiques quantitatives ou semi-quantitatives sur un analyte d'intérêt[70].

Ampérométrie, potentiométrie, voltamétrie, chronoampérométrie, chronocoulométrie, transistors à effet de champ, spectroscopie d'impédance électrochimique, résonance de plasmons de surface électrochimique, ellipsométrie électrochimique, techniques basées sur des guides d'ondes, l'électrochimie, la combinaison simultanée de l'AFM avec l'électrochimie, et la microbalance électrochimique à quartz font partie des techniques de détection électrochimique disponibles[70,68].

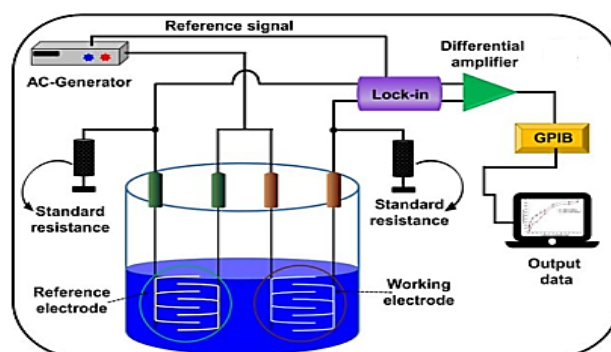


Figure.1. 28 Schéma du biocapteur conductimétrique(électrochimique)[4]

#### 1.2.4.4 Biocapteur électronique

Le fonctionnement d'un biocapteur électronique est basé sur des transistors à effet de champ (FETs). Le FET est un dispositif à trois bornes (Figure.1.29) qui utilise un champ électrique pour contrôler le courant qui y circule. Ils agissent entre la source d'un semi-conducteur et les bornes de vidange, dont l'impédance varie à travers la borne de porte. En raison de sa capacité à traduire directement les interactions entre l'analyte et la surface du FET, les transducteurs à base de FET ont reçu beaucoup d'attention[71].

Lorsqu'un biomolécule se fixe à la surface d'un biorécepteur, le potentiel de surface change. Le courant entre la source et les bornes de vidange change à mesure que la largeur du canal change. L'impédance d'entrée élevée de ces transducteurs semi-conducteurs est utilisée pour détecter les changements chimiques des interactions entre les analytes et les bio-récepteurs[72]. Les biocapteurs à base de FET présentent des avantages par rapport à d'autres technologies de bio-détection en raison de leur sensibilité élevée et de leur résolution spatiale[73], (Par exemple, le capteur de glucose FET basé sur ZnO NR utilise la détection de mélange de fréquence CA plutôt que la mesure traditionnelle à trois électrodes en mode CC). Le capteur fabriqué a atteint une sensibilité élevée de  $1,6 \text{ mA } (\mu\text{m}^2)^{-1}$  avec une limite de détection de  $1,0 \mu\text{M}$  de glucose.

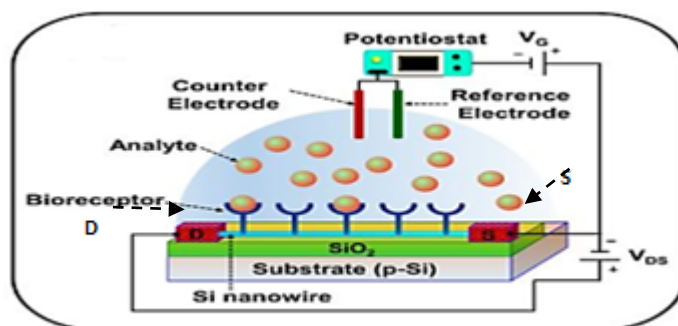


Figure.1. 29 Diagrammes schématiques de biocapteur à base de nanofils de silicium (transistor à effet de champ (FET) D est drainé et S est la source)[72]



### 1.2.4.5 Biocapteurs acoustiques

Les biocapteurs acoustiques mesurent les changements dans les caractéristiques physiques d'une onde acoustique en réponse à l'absorption d'un analyte. En raison de leur capacité à créer et à transmettre des ondes acoustiques en fonction de la fréquence, les matériaux piézoélectriques sont largement utilisés pour les capteurs[74].

La fréquence de résonance idéale pour la propagation des ondes acoustiques dépend fortement de la taille physique et des qualités du cristal piézoélectrique[75]. Les changements de masse matérielle à la surface du cristal peuvent provoquer des fluctuations observables de la fréquence de résonance inhérente au cristal[76].

Les dispositifs d'ondes acoustiques en masse (BAW) et d'ondes acoustiques de surface (SAW) sont les deux types de capteurs acoustiques de bilan massique. Les dispositifs BAW peuvent transférer une onde acoustique d'une surface cristalline à une autre, tandis que les dispositifs SAW (figure 1.30) peuvent transmettre une onde acoustique d'une position à une autre le long d'une seule face cristalline[77]. Le fonctionnement de ces dispositifs en phase gazeuse est bien compris, mais pas aussi bien en milieu liquide[4]. Le mécanisme piézoélectrique a été développé pendant de nombreuses années et peut être utilisé comme alternative pour le processus de transduction dans les biocapteurs d'affinité si les obstacles de la liaison non spécifique et la sensibilité insuffisante sont surmontés[74].

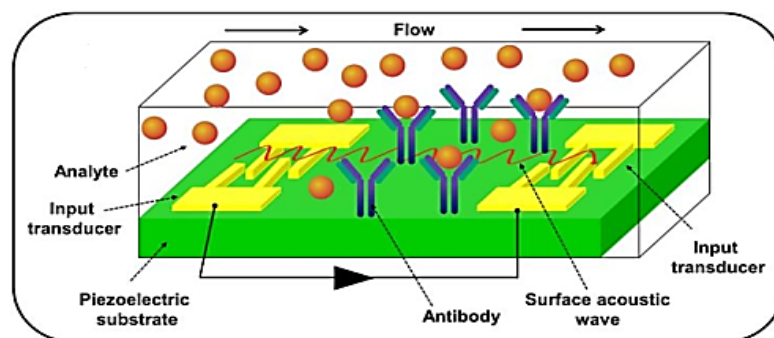


Figure.1.30 Biocapteur à ondes acoustiques de surface (SAW)

## 1.3 Conclusion

Dans ce chapitre, un examen approfondi des nombreux types de biocapteurs a montré l'une de leurs caractéristiques les plus importantes : l'adaptabilité. Les biocapteurs offrent un large éventail d'applications, ce qui explique la passion et l'attention particulière dont ils font preuve depuis la fin des années 1980, en raison des enjeux économiques élevés.

Plusieurs types de biocapteurs ont été produits, et nous avons détaillé les trois catégories de base de capteurs SPR qui composent la famille des biocapteurs optiques. Bien que ces biocapteurs soient largement utilisés, leurs coûts varient considérablement en fonction des spécificités de chaque approche, de la complexité des expériences, de l'objectif visé, du volume des analyses et de leur conception.

Malgré leur invention récente, les biocapteurs optiques sont aujourd'hui largement utilisés dans l'industrie. En effet, des systèmes basés sur la mesure de fluorescence (comme ELISA) ou la résonance plasmonique de surface (comme Biacore) sont apparus comme des outils privilégiés pour mesurer toute interaction biomoléculaire en temps réel. La tendance actuelle est de créer de minuscules biocapteurs portables multiparamètres. Ces nouveaux critères sont remplis par les fibres optiques, et un transfert technologique a été effectué pour convertir les biocapteurs optiques en fibres optiques.

#### 1.4 Reference bibliographiques

- [1] R. B. M. Schasfoort, Ed., *Handbook of Surface Plasmon Resonance*, 2nd Editio. Cambridge: Royal Society of Chemistry, 2017. doi: 10.1039/9781788010283.
- [2] A. P. F. Turner, “Biosensors: Sense and sensibility,” *Chem. Soc. Rev.*, vol. 42, no. 8, pp. 3184–3196, 2013, doi: 10.1039/c3cs35528d.
- [3] R. E. Madrid, R. Chehín, T.-H. Chen, and A. Guiseppi-Elie, “BIOSENSORS AND NANOBIOSENSORS,” no. December 2014, 2017, pp. 391–462. doi: 10.1142/9789813147263\_0011.
- [4] V. Naresh and N. Lee, “A review on biosensors and recent development of nanostructured materials-enabled biosensors,” *Sensors (Switzerland)*, vol. 21, no. 4, pp. 1–35, 2021, doi: 10.3390/s21041109.
- [5] U. Chadha *et al.*, “Recent progress and growth in biosensors technology: A critical review,” *J. Ind. Eng. Chem.*, vol. 109, pp. 21–51, 2022, doi: 10.1016/j.jiec.2022.02.010.
- [6] R. M. White, “A Sensor Classification Scheme,” *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 34, no. 2, pp. 124–126, Mar. 1987, doi: 10.1109/T-UFFC.1987.26922.
- [7] A. Fatima, I. Younas, and M. W. Ali, “An Overview on Recent Advances in Biosensor Technology and its Future Application,” *Arch. Pharm. Pract.*, vol. 13, no. 1, pp. 5–10, 2022, doi: 10.51847/ltogi43jil.
- [8] P. Damborský, J. Švitel, and J. Katrlík, “Optical biosensors,” *Essays Biochem.*, vol. 60, no. 1, pp. 91–100, 2016, doi: 10.1042/EBC20150010.
- [9] N. Chauhan, K. Saxena, M. Tikadar, and U. Jain, “Recent advances in the design of biosensors based on novel nanomaterials: An insight,” *Nanotechnology and Precision Engineering*, vol. 4, no. 4. AIP Publishing, LLC, 2021. doi: 10.1063/10.0006524.
- [10] C. R. Taitt, G. P. Anderson, and F. S. Ligler, “Evanescent wave fluorescence biosensors,” *Biosens. Bioelectron.*, vol. 20, no. 12, pp. 2470–2487, 2005, doi: 10.1016/j.bios.2004.10.026.
- [11] F. Long, A. Zhu, and H. Shi, “Recent advances in optical biosensors for environmental monitoring and early warning,” *Sensors (Switzerland)*, vol. 13, no. 10, pp. 13928–13948, 2013, doi: 10.3390/s131013928.
- [12] P. A. Wilks and T. Hirschfeld, “Internal Reflection Spectroscopy,” *Appl. Spectrosc. Rev.*, vol. 1, no. 1, pp. 99–130, Jan. 1967, doi: 10.1080/05704926708547582.
- [13] M. N. Kronick and W. A. Little, “A new immunoassay based on fluorescence excitation by internal reflection spectroscopy,” *J. Immunol. Methods*, vol. 8, no. 3, pp. 235–240, 1975, doi: [https://doi.org/10.1016/0022-1759\(75\)90116-7](https://doi.org/10.1016/0022-1759(75)90116-7).
- [14] C. R. Taitt, G. P. Anderson, and F. S. Ligler, “Evanescent wave fluorescence biosensors: Advances of the last decade,” *Biosens. Bioelectron.*, vol. 76, no. 12, pp. 103–112, 2016, doi: 10.1016/j.bios.2004.10.026.
- [15] S. Li, L. Zhu, L. Zhu, X. Mei, and W. Xu, “A sandwich-based evanescent wave fluorescent biosensor for simple, real-time exosome detection†,” *Biosens. Bioelectron.*, vol. 200, no. November 2021, 2022, doi: 10.1016/j.bios.2021.113902.
- [16] H. Kalabova, M. Pospisilova, R. Siroka, and G. Kuncova, “A biosensor with encapsulated bioreporters - Optical fiber element for enhanced detection of bioluminescence,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 7, 2018, doi: 10.1088/1361-6501/aac633.
- [17] B. Veltman and E. Eltzov, “Whole-Cell-Based Fiber-Optic Biosensors,” pp. 1–26.
- [18] F. C. Sensors, “Fiber-Optic Chemical Sensors and Fiber-Optic Bio-Sensors,” pp. 25208–25259, 2015, doi: 10.3390/s151025208.
- [19] P. Kozma, F. Kehl, E. Ehrentreich-Förster, C. Stamm, and F. F. Bier, “Integrated planar optical waveguide interferometer biosensors: A comparative review,” *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 58. Elsevier, pp. 287–307, 2014. doi: 10.1016/j.bios.2014.02.049.
- [20] F. Vogelbacher *et al.*, “Waveguide Mach-Zehnder biosensor with laser diode pumped integrated single-mode silicon nitride organic hybrid solid-state laser,” *Biosens. Bioelectron.*, vol. 197, no. October 2021, p. 113816, Feb. 2022, doi: 10.1016/j.bios.2021.113816.
- [21] K. Schmitt, B. Schirmer, C. Hoffmann, A. Brandenburg, and P. Meyrueis, “Interferometric biosensor based on planar optical waveguide sensor chips for label-free detection of surface bound bioreactions,” *Biosens. Bioelectron.*, vol. 22, no. 11, pp. 2591–2597, 2007, doi: 10.1016/j.bios.2006.10.016.
- [22] T. Kumeria, M. D. Kurkuri, K. R. Diener, L. Parkinson, and D. Losic, “Label-free reflectometric interference microchip biosensor based on nanoporous alumina for detection of circulating tumour cells,” *Biosens. Bioelectron.*, vol. 35, no. 1, pp. 167–173, 2012, doi: 10.1016/j.bios.2012.02.038.
- [23] G. Proll, G. Markovic, L. Steinle, and G. Gauglitz, “Reflectometric interference spectroscopy,” *Methods Mol. Biol.*, vol. 503, pp. 167–178, 2009, doi: 10.1007/978-1-60327-567-5\_8.
- [24] M. Pirzada and Z. Altintas, “Recent progress in optical sensors for biomedical diagnostics,” *Micromachines*, vol. 11, no. 4, 2020, doi: 10.3390/M11040356.
- [25] R. Pilot, R. Signorini, C. Durante, L. Orian, M. Bhamidipati, and L. Fabris, “A review on surface-enhanced Raman scattering,” *Biosensors*, vol. 9, no. 2, 2019, doi: 10.3390/bios9020057.
- [26] O. Ambartsumyan, D. Gribanyov, V. Kukushkin, A. Kopylov, and E. Zavyalova, “SERS-based biosensors for virus determination with oligonucleotides as recognition elements,” *International Journal of Molecular Sciences*, vol. 21, no. 9, pp. 1–15, 2020. doi: 10.3390/ijms21093373.

- [27] W. Zhang, L. Jiang, J. A. Piper, and Y. Wang, "SERS Nanotags and Their Applications in Biosensing and Bioimaging," *Journal of Analysis and Testing*, vol. 2, no. 1. Springer Singapore, pp. 26–44, 2018. doi: 10.1007/s41664-018-0053-9.
- [28] V. Eskandari, H. Sahbafar, L. Zeinalizad, and A. Hadi, "A review of applications of surface-enhanced raman spectroscopy laser for detection of biomaterials and a quick glance into its advances for COVID-19 investigations," *ISSS J. Micro Smart Syst.*, vol. 11, no. 2, pp. 363–382, 2022, doi: 10.1007/s41683-022-00103-x.
- [29] M. J. Oliveira *et al.*, *Microfluidic SERS devices: brightening the future of bioanalysis*, vol. 2, no. 1. Springer International Publishing, 2022. doi: 10.1007/s43939-022-00033-3.
- [30] H. H. Nguyen, J. Park, S. Kang, and M. Kim, "Surface plasmon resonance: A versatile technique for biosensor applications," *Sensors (Switzerland)*, vol. 15, no. 5. pp. 10481–10510, 2015. doi: 10.3390/s150510481.
- [31] J. H. Park, Y. W. Cho, and T. H. Kim, "Recent Advances in Surface Plasmon Resonance Sensors for Sensitive Optical Detection of Pathogens," *Biosensors*, vol. 12, no. 3, 2022, doi: 10.3390/bios12030180.
- [32] J. G. Walter, A. Eilers, L. S. M. Alwis, B. W. Roth, and K. Bremer, "Spr biosensor based on polymer multi-mode optical waveguide and nanoparticle signal enhancement," *Sensors (Switzerland)*, vol. 20, no. 10, pp. 1–11, 2020, doi: 10.3390/s20102889.
- [33] J. Homola, "Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species," *Chem. Rev.*, vol. 108, no. 2, pp. 462–493, 2008, doi: 10.1021/cr068107d.
- [34] B. A. Prabowo, A. Purwidyantri, and K. C. Liu, "Surface plasmon resonance optical sensor: A review on light source technology," *Biosensors*, vol. 8, no. 3, 2018, doi: 10.3390/bios8030080.
- [35] S. Unser, I. Bruzas, J. He, and L. Sagle, "Localized surface plasmon resonance biosensing: Current challenges and approaches," *Sensors (Switzerland)*, vol. 15, no. 7, pp. 15684–15716, 2015, doi: 10.3390/s150715684.
- [36] U. Chadha *et al.*, "Recent progress and growth in biosensors technology: A critical review," *J. Ind. Eng. Chem.*, vol. 109, pp. 21–51, 2022, doi: 10.1016/j.jiec.2022.02.010.
- [37] S. Huang *et al.*, "Recent Advances in Surface Plasmon Resonance Microscopy," *Chemosensors*, vol. 10, no. 12, 2022, doi: 10.3390/chemosensors10120509.
- [38] G. Safina, "Application of surface plasmon resonance for the detection of carbohydrates, glycoconjugates, and measurement of the carbohydrate-specific interactions: A comparison with conventional analytical techniques. A critical review," *Analytica Chimica Acta*, vol. 712. Elsevier B.V., pp. 9–29, 2012. doi: 10.1016/j.aca.2011.11.016.
- [39] V. R. Samuel and K. J. Rao, "A review on label free biosensors," *Biosens. Bioelectron. X*, vol. 11, no. July, p. 100216, 2022, doi: 10.1016/j.biosx.2022.100216.
- [40] M. I. Habia, A. Manallah, and K. Ayadi, "Plasmonic biosensor for the study of blood diseases by analysis of hemoglobin concentration," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 55, no. 3, p. 234, Mar. 2023, doi: 10.1007/s11082-022-04503-z.
- [41] D. Wang *et al.*, "Recent advances in surface plasmon resonance imaging sensors," *Sensors (Switzerland)*, vol. 19, no. 6, 2019, doi: 10.3390/s19061266.
- [42] S. Fillion-Côté, P. J. R. Roche, A. M. Foudéh, M. Tabrizian, and A. G. Kirk, "Design and analysis of a spectro-angular surface plasmon resonance biosensor operating in the visible spectrum," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 85, no. 9, 2014, doi: 10.1063/1.4894655.
- [43] W. Sang *et al.*, "Wavelength sequential selection technique for high-throughput multi-channel phase interrogation surface plasmon resonance imaging sensing," *Talanta*, vol. 258, no. January, p. 124405, 2023, doi: 10.1016/j.talanta.2023.124405.
- [44] N. Bereli, M. Bakhshpour, A. A. Topçu, and A. Denizli, "Surface plasmon resonance-based immunosensor for igm detection with gold nanoparticles," *Micromachines*, vol. 12, no. 9, pp. 1–11, 2021, doi: 10.3390/mi12091092.
- [45] N. T. Truc Phuong *et al.*, "Functionalized silver nanoparticles for SERS amplification with enhanced reproducibility and for ultrasensitive optical fiber sensing in environmental and biochemical assays," *RSC Adv.*, vol. 12, no. 48, pp. 31352–31362, 2022, doi: 10.1039/d2ra06074d.
- [46] S. Singh, A. K. Sharma, P. Lohia, and D. K. Dwivedi, "Optik Theoretical analysis of sensitivity enhancement of surface plasmon resonance biosensor with zinc oxide and blue phosphorus / MoS<sub>2</sub> heterostructure," *Optik (Stuttg.)*, vol. 244, no. July, p. 167618, 2021, doi: 10.1016/j.ijleo.2021.167618.
- [47] S. Pandey, S. Singh, S. Agarwal, A. K. Sharma, and P. Lohia, "Optik Simulation study to improve the sensitivity of surface plasmon resonance sensor by using ferric oxide, nickel and antimonene nanomaterials," *Optik (Stuttg.)*, vol. 267, no. July, p. 169757, 2022, doi: 10.1016/j.ijleo.2022.169757.
- [48] A. K. Sharma, R. Jha, and H. S. Pattanaik, "Design considerations for surface plasmon resonance based detection of human blood group in near infrared," *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no. 3, 2010, doi: 10.1063/1.3298503.
- [49] C. R. Taitt, G. P. Anderson, and F. S. Ligler, "Evanescent wave fluorescence biosensors: Advances of the

- last decade.," *Biosens. Bioelectron.*, vol. 76, pp. 103–112, Feb. 2016, doi: 10.1016/j.bios.2015.07.040.
- [50] H. Maddali, C. E. Miles, J. Kohn, and D. M. O'Carroll, "Optical Biosensors for Virus Detection: Prospects for SARS-CoV-2/COVID-19," *ChemBioChem*, vol. 22, no. 7, pp. 1176–1189, 2021. doi: 10.1002/cbic.202000744.
- [51] G. Safina, I. B. Duran, M. Alasel, and B. Danielsson, "Surface plasmon resonance for real-time study of lectin–carbohydrate interactions for the differentiation and identification of glycoproteins," *Talanta*, vol. 84, no. 5, pp. 1284–1290, 2011, doi: <https://doi.org/10.1016/j.talanta.2011.01.030>.
- [52] S. Kumar and R. Singh, "Recent optical sensing technologies for the detection of various biomolecules: Review," *Optics and Laser Technology*, vol. 134, no. October 2020. Elsevier Ltd, p. 106620, 2021. doi: 10.1016/j.optlastec.2020.106620.
- [53] N. Zaytseva, W. Miller, V. Goral, J. Hepburn, and Y. Fang, "Microfluidic resonant waveguide grating biosensor system for whole cell sensing," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 16, p. 163703, Apr. 2011, doi: 10.1063/1.3582611.
- [54] D. Lisboa, M. Soler, L. M. Lechuga, L. Torrijos-mor, and J. García-rup, "Results in Optics Integrated optical bimodal waveguide biosensors: Principles and applications," vol. 9, no. May, 2022, doi: 10.1016/j.rio.2022.100285.
- [55] C. Chen and J. Wang, "Optical biosensors: an exhaustive and comprehensive review," *Analyst*, vol. 145, no. 5, pp. 1605–1628, 2020, doi: 10.1039/C9AN01998G.
- [56] K. Jia, E. Eltzov, T. Toury, R. S. Marks, and R. E. Ionescu, "A lower limit of detection for atrazine was obtained using bioluminescent reporter bacteria via a lower incubation temperature.," *Ecotoxicol. Environ. Saf.*, vol. 84, pp. 221–226, Oct. 2012, doi: 10.1016/j.ecoenv.2012.07.009.
- [57] I. Biran, D. M. Rissin, E. Z. Ron, and D. R. Walt, "Optical imaging fiber-based live bacterial cell array biosensor," *Anal. Biochem.*, vol. 315, no. 1, pp. 106–113, 2003, doi: [https://doi.org/10.1016/S0003-2697\(02\)00700-5](https://doi.org/10.1016/S0003-2697(02)00700-5).
- [58] J. Zajíc, S. Ripp, J. Trögl, G. Kuncová, and M. Pospíšilová, "Repetitive Detection of Aromatic Hydrocarbon Contaminants with Bioluminescent Bioreporters Attached on Tapered Optical Fiber Elements.," *Sensors (Basel)*, vol. 20, no. 11, p. 3237, Jun. 2020, doi: 10.3390/s20113237.
- [59] W. Zhang, L. Jiang, J. A. Piper, and Y. Wang, "SERS Nanotags and Their Applications in Biosensing and Bioimaging," *Journal of Analysis and Testing*, vol. 2, no. 1, pp. 26–44, 2018. doi: 10.1007/s41664-018-0053-9.
- [60] W. Zhang, L. Jiang, J. A. Piper, and Y. Wang, "SERS Nanotags and Their Applications in Biosensing and Bioimaging," *J. Anal. Test.*, no. 0123456789, 2018, doi: 10.1007/s41664-018-0053-9.
- [61] M. Muhammad and Q. Huang, "A review of aptamer-based SERS biosensors: Design strategies and applications," *Talanta*, vol. 227, no. December 2020. Elsevier B.V., p. 122188, 2021. doi: 10.1016/j.talanta.2021.122188.
- [62] S. Yadav *et al.*, "SERS Based Lateral Flow Immunoassay for Point-of-Care Detection of SARS-CoV-2 in Clinical Samples," *ACS Appl. Bio Mater.*, vol. 4, no. 4, pp. 2974–2995, Apr. 2021, doi: 10.1021/acsabm.1c00102.
- [63] L. Guerrini, E. Garcia-Rico, A. O'Loughlen, V. Giannini, and R. A. Alvarez-Puebla, "Surface-Enhanced Raman Scattering (SERS) Spectroscopy for Sensing and Characterization of Exosomes in Cancer Diagnosis," *Cancers*, vol. 13, no. 9, 2021. doi: 10.3390/cancers13092179.
- [64] G. Dutta, A. Biswas, R. J. Howlett, and L. C. Jain, *Next Generation Smart Nano-Bio- Devices*. doi: 10.1007/978-981-19-7107-5.
- [65] K. Ramanathan and B. Danielsson, "Principles and applications of thermal biosensors," *Biosens. Bioelectron.*, vol. 16, no. 6, pp. 417–423, 2001, doi: 10.1016/S0956-5663(01)00124-5.
- [66] Ra. Dharshni, Rd. Dharshini, and N. Sivarajasekar, "Thermal Biosensors and their applications," *Am. Int. J. Res. Sci.*, no. March, p. 50, 2019, [Online]. Available: <http://www.iasir.net>
- [67] H. Kabir, M. Merati, and M. J. Abdekhodaie, "Design of an effective piezoelectric microcantilever biosensor for rapid detection of COVID-19," *J. Med. Eng. Technol.*, vol. 45, no. 6, pp. 423–433, 2021, doi: 10.1080/03091902.2021.1921067.
- [68] S. Belkin and A. Roda, *Handbook of Cell Biosensors*. Cham: Springer International Publishing, 2020. doi: 10.1007/978-3-319-47405-2.
- [69] P. Skládal, "Piezoelectric biosensors," *TrAC - Trends Anal. Chem.*, vol. 79, pp. 127–133, 2016, doi: 10.1016/j.trac.2015.12.009.
- [70] A. A. Ensafi, "An introduction to sensors and biosensors," in *Electrochemical Biosensors*, Elsevier, 2019, pp. 1–10. doi: 10.1016/B978-0-12-816491-4.00001-2.
- [71] Pawan Kumar Maurya and Sanjay Singh, *Nanotechnology in Modern Animal Biotechnology*. Elsevier, 2019. doi: 10.1016/C2018-0-00381-3.
- [72] M. Afzali, A. Mostafavi, R. Nekooie, and Z. Jahromi, "A novel voltammetric sensor based on palladium nanoparticles/carbon nanofibers/ionic liquid modified carbon paste electrode for sensitive determination of anti-cancer drug pemetrexed," *J. Mol. Liq.*, vol. 282, pp. 456–465, 2019, doi:

- <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2019.03.041>.
- [73] M. Suryaganesh, T. S. Arun Samuel, T. Ananth Kumar, and M. Navaneetha Velammal, “Advanced FET-Based Biosensors---A Detailed Review,” in *Contemporary Issues in Communication, Cloud and Big Data Analytics*, 2022, pp. 273–284.
- [74] R. Fogel, J. Limson, and A. A. Seshia, “Acoustic biosensors,” *Essays Biochem.*, vol. 60, no. 1, pp. 101–110, 2016, doi: 10.1042/EBC20150011.
- [75] K. Länge, B. E. Rapp, and M. Rapp, “Surface acoustic wave biosensors: A review,” *Anal. Bioanal. Chem.*, vol. 391, no. 5, pp. 1509–1519, 2008, doi: 10.1007/s00216-008-1911-5.
- [76] D. Griffiths and G. Hall, “Biosensors — what real progress is being made?,” *Trends Biotechnol.*, vol. 11, no. 4, pp. 122–130, 1993, doi: [https://doi.org/10.1016/0167-7799\(93\)90086-O](https://doi.org/10.1016/0167-7799(93)90086-O).
- [77] S. H. Yoon, C. K. Baek, and B. D. Kong, “Mm-Band Surface Acoustic Wave Devices Utilizing Two-Dimensional Boron Nitride,” *Sci. Rep.*, vol. 12, no. 1, pp. 1–9, 2022, doi: 10.1038/s41598-022-24852-9.

## **CHAPITRE 2**

---

# **THEORIE DES PLASMONS DE SURFACE**

---

## Chapitre 02 : Théorie des plasmons de surface

### 2. Introduction

Malgré notre conviction en la suffisance de notre compréhension de la lumière pour expliquer les phénomènes quotidiens, il est important de reconnaître que la nature de la lumière transcende la simple perception. La lumière peut être conceptualisée comme une entité se déplaçant sous forme de particules dans certaines situations, mais elle peut tout aussi bien être appréhendée comme un phénomène ondulatoire[1]. La véritable description de la lumière, cependant, se situe dans une fusion subtile des concepts d'ondes et de particules, ce qui amène souvent à la caractériser comme un 'wavicle', une particule dépourvue de masse au repos[2][3].

Le spectre électromagnétique décrit l'évolution des champs électriques et magnétiques combinés émanant d'une charge électrique positive ou négative dans un mouvement oscillatoire, le spectre électromagnétique s'étend bien au-delà de notre perception quotidienne, et va des rayons cosmiques de très haute énergie aux rayons X, à la lumière ultraviolette, à la lumière visible, au rayonnement infrarouge (proche, moyen et lointain), au rayonnement micro-ondes, les ondes de télévision et, à l'autre extrême, les ondes radio à faible énergie[4].

La physique des plasmons de surface se propageant sur une interface métal/diélectrique a été largement étudiée, et ses caractéristiques fondamentales ont été montrées en bon accord avec les notions théoriques basées sur la théorie de Maxwell de la formulation de plasma de l'électromagnétisme[5]. Les physiciens ont largement utilisé ces phénomènes dans leurs recherches sur les caractéristiques des surfaces et des films minces. L'intérêt actuel pour les revêtements de surface minces provient en partie des applications élargies aux dispositifs à couche mince, en particulier des percées dans les capteurs de biocapteurs[6].

Les plasmons de surface sont dérivés de la formulation plasmatique de la théorie de Maxwell, dans laquelle les électrons libres d'un métal (ou d'un gaz électron conducteur) sont considérés comme un liquide à haute densité (plasma)[7]. Les oscillations plasmatiques dans les métaux sont des excitations longitudinales collectives du plasma d'électrons conducteurs, tandis que les plasmons sont des quanta d'oscillation de charge-densité. De telles oscillations peuvent exister dans le matériau en masse et peuvent également être confinées sur une interface entre une surface métallique et une surface diélectrique, se propageant sous forme d'ondes le long du contact. Dans ce dernier scénario, ils sont appelés plasmons de surface (SP) ou polaritons de surface (SP)[8].



## 2.1 La théorie de plasmon-diélectrique

Les fluctuations de densité des électrons qui se propagent produisent une onde électromagnétique de surface qui se propage le long de l'interface plan entre le métal/milieu diélectrique, avec le champ électrique normal à l'interface et décroissant exponentiellement avec la distance de pénétration de l'interface[9]. Ces propriétés de champ électromagnétique sont les mêmes que celles qui décrivent les ondes de surface guidées (aussi appelées ondes évanescentes) créées optiquement dans des circonstances de réflexion interne totale, lorsque toute la lumière incidente est réfléchiée à la frontière de l'incident et du milieu émergent[10]. Les champs électriques et magnétiques, cependant, ne se terminent pas soudainement à la frontière dans de telles conditions. Ils parcourent plutôt une courte distance dans le milieu émergent sous forme d'onde de surface[8]. Bien que la présence d'ondes électromagnétiques de surface guidées ait été théoriquement prévue à partir des équations de Maxwell et explorée tout au long de la première décennie du XXe siècle, elles n'ont pas piqué l'intérêt des expérimentateurs jusqu'en 1960, lorsque le nom "plasmon de surface" a été inventé. Cela est dû en partie au développement des technologies de stimulation visuelle et de détection des ondes électromagnétiques liées à la surface[8], [11].

### 2.1.1 Les équations de Maxwell

Les équations de Maxwell sont décrites[10]

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = \rho \quad \text{II 1}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0 \quad \text{II 2}$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{II 3}$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} \quad \text{II 4}$$

Où  $\mathbf{E}$  est le champ électrique,  $\mathbf{D}$  est le déplacement électrique,  $\mathbf{B}$  est l'induction magnétique et  $\mathbf{H}$  est le champ magnétique et  $\mathbf{J}$  la densité de courant.

### 2.1.2 Réponse optique linéaire

En surface, l'action du rayonnement électromagnétique sur la matière peut être décrite par la réponse diélectrique et magnétique du matériau en termes de polarisation diélectrique ( $\mathbf{P}$ ) et de magnétisation ( $\mathbf{M}$ ), respectivement. En milieu linéaire, c.-à-d. lorsque l'intensité du champ électrique est faible, la polarisation diélectrique ( $\mathbf{P}$ ) repose sur le champ électrique linéairement. C'est-à-dire [12]:

$$\mathbf{P} = \chi_e \epsilon_0 \mathbf{E} \quad \text{II 5}$$

Où  $\varepsilon_0$  est la permittivité dans le vide et  $\chi_e$  est la susceptibilité électrique. Dans le cas des matériaux diélectriques,  $\chi_e$  mesure combien il est simple de polariser les molécules du matériau. Il indique combien il est simple de créer un dipôle électrique dans les molécules du matériau.

De même, la magnétisation ( $M$ ) de ces matériaux est liée linéairement au champ magnétique, comme indiqué ci-dessous[13].

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} \quad II\ 6$$

Où  $\chi_m$  est la susceptibilité magnétique du milieu linéaire, qui quantifie la simplicité d'introduire un moment magnétique dans les molécules du matériau. Le déplacement diélectrique et le champ magnétique dans le matériau dans ce cas sont connectés au champ électrique et à l'induction magnétique, respectivement, comme indiqué ci-dessous [13][11].

$$\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad II\ 7$$

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H} \quad II\ 8$$

où  $\varepsilon$  et  $\mu$  caractériser la réponse électrique et magnétique du matériau en termes de leur dépendance à  $\chi_e$  et  $\chi_m$ , respectivement ; c'est-à-dire[13] :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) \quad II\ 9$$

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi_m) \quad II\ 10$$

Par conséquent, les équations de Maxwell dans les milieux linéaires peuvent être écrites comme

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho \quad II\ 11$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad II\ 12$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad II\ 13$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad II\ 14$$

Dans le système internationale des unités MKSA, Le champ électrique  $E$  ( $\text{Vm}^{-1}$ ) et le champ magnétique  $H$  ( $\text{Am}^{-1}$ ) sont liés au déplacement électrique (ou densité de flux diélectrique ou densité de flux électrique)  $D$  ( $\text{Cm}^{-2}$ ) et à la densité de flux magnétique (ou induction magnétique)  $B$  ( $\text{T}$  : tesla =  $\text{NA}^{-1}\text{m}^{-1}$ ).

$\varepsilon$  et  $\varepsilon_0$  sont la constante diélectrique (sans dimension) et la permittivité électrique de l'espace libre [ $\varepsilon_0 = 8.854187817 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$  ( $= \text{CV}^{-1}\text{m}^{-1}$ )], respectivement.

$\mu$  et  $\mu_0$  sont respectivement perméabilité magnétique (sans dimension) et perméabilité magnétique de l'espace libre ( $4\pi \times 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$ )[14].

Pour la relation entre la densité du courant  $\mathbf{J}$  et le champ électrique  $\mathbf{E}$ , nous utiliserons la loi d'Ohm microscopique.

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$$

II 15

Où  $\sigma$  la constructivité est mesurée en siemens par mètre (S.m<sup>-1</sup>)

### 2.1.3 L'équation d'onde

Les équations (II.13) à (II. 14) sont un ensemble lié d'équations aux dérivées partielles linéaires de premier ordre de  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$ . Lorsque ce système est découplé, deux équations différentielles linéaires de second ordre distinctes émergent. Ces équations identiques (une pour  $\mathbf{E}$  et une pour  $\mathbf{B}$ ) relie la seconde dérivée spatiale partielle des champs à son second dérivé temporel partiel de la manière suivante[15] :

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad \text{II 16}$$

Et des équations (II.4), (II.5) et (II.7)

$$\text{rot} \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad \text{II 17}$$

Si on applique le produit vectoriel sur l'équation (II.16) ainsi que la dérivée partielle sur l'équation (II.17)

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} &= \text{rot} \begin{vmatrix} i & j & k \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} i & j & k \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} & \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} & \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{vmatrix} \\ &= i \left[ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial x \partial z} \right] + j \left[ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial y} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} \right] \\ &\quad + k \left[ \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y \partial z} \right] \\ &= i \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) + j \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) + k \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) \\ &= i \frac{\partial}{\partial x} \text{div} \mathbf{E} + j \frac{\partial}{\partial y} \text{div} \mathbf{E} + k \frac{\partial}{\partial z} \text{div} \mathbf{E} - i \nabla^2 E_x - j \nabla^2 E_y - k \nabla^2 E_z \\ &= \text{grad}(\text{div} \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad \text{II 18} \end{aligned}$$

Si on pose  $\rho = 0$  et  $\text{div} \mathbf{E} = 0$  donc on trouve

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \sigma\mu\mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad \text{II 19}$$

Et de la même méthode on trouve

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \sigma\mu\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad \text{II 20}$$

Le deuxième terme de l'équation (II.19) 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.

On cherche une solution de l'équation (II.19) sous forme d'une onde plane progressive suivant  $x$  avec une vitesse complexe  $v$  pour tenir compte du terme d'amortissement :

Dans le cas où le champ électrique forme une onde plane il s'écrit comme :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{(k \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad II\ 21$$

Où  $E_0$  est le vecteur de polarisation et  $k$  le vecteur d'onde est dans la direction de la propagation de l'onde et la magnitude est donnée par l'équation (II.19).

$$k^2 = i\sigma\mu\mu_0\omega + \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\omega^2 \quad II\ 22$$

Dans le vide  $\varepsilon = 1, \mu = 1, \sigma = 0, c/v = \lambda, k = 2\pi/\lambda = \omega/c$  donc

$$c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \quad II\ 23$$

L'indice optique complexe  $\tilde{n}$  peut être donné par

$$\tilde{n} = n + ik \quad II\ 24$$

Où  $n$  et  $\kappa$  sont la partie réelle et imaginaire de l'indice optique complexe, respectivement

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_0 e^{(kz - \omega t)} = \mathbf{E}_0 e^{-k\omega z/c} e^{(n\omega z/(c - \omega t))} \quad II\ 25$$

$$I(z) \propto E^* E = |\mathbf{E}_0|^2 e^{-\frac{2(k\omega z)}{c}} = I_0 e^{-\alpha z} \quad II\ 26$$

$$\text{Le coefficient d'adsorption } \alpha = \frac{2k\omega}{c} = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \quad II\ 27$$

$$\tilde{n}^2 = k^2 c^2 / \omega^2 = \mu\varepsilon + i \frac{\sigma\mu}{\varepsilon_0\omega} \quad II\ 28$$

$$\tilde{n}^2 = \tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 \quad II\ 29$$

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2 \quad II\ 30$$

$$\varepsilon_2 = 2nk \quad II\ 31$$

$\tilde{\varepsilon}$  est la constante diélectrique complexe,  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  sont la partie réelle et imaginaire de la constante diélectrique complexe, respectivement.

Si nous prenons la divergence de l'onde plane électrique déposée.

$$\text{div}\mathbf{E} = \left( \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot (E_{0x}\mathbf{i} + E_{0y}\mathbf{j} + E_{0z}\mathbf{k}) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)} \quad II\ 32$$

$$= i(k_x E_{0x} + k_y E_{0y} + k_z E_{0z}) = i\mathbf{k}\mathbf{E}_0 \quad II\ 33$$

$$= \frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0} = 0 \quad II\ 34$$

Alors on peut trouver que le champ électrique est une onde transversale, c.-à-d. que.  $\mathbf{k} \perp \mathbf{E}_0$  et la densité de flux magnétique  $\mathbf{B}$  est écrite comme :

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0}{\omega} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad II\ 35$$

Alors la densité du flux magnétique sera satisfait l'équation (II 3), parce que

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = i\mathbf{k} \times \mathbf{E} \quad II\ 36$$

On peut trouver que dans le vide

$$\frac{|\mathbf{E}_0|}{|\mathbf{B}_0|} = \frac{\mu_0 \omega}{k} = \frac{\mu_0 \omega}{\omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \quad II\ 37$$

### 2.1.3.1 Conditions limites à une interface entre différents milieux

En outre la propagation des ondes électromagnétiques à travers la matière, cette étude porte principalement sur les conséquences qui se produisent lorsqu'une onde électromagnétique traverse une discontinuité dans le matériel de propagation. Lorsqu'elle entre en contact avec une interface entre deux supports, une partie de l'énergie associée à l'onde incidente est réfléchi hors de l'interface, et le reste est transmis par l'interface, résultant en ondes réfléchies et transmises[16]. Nous avons affaire à un problème de conditions limites lorsque nous résolvons le problème des amplitudes relatives des ondes réfléchies et transmises à l'onde incidente. Les équations de Maxwell contrôlent la relation entre les amplitudes réfléchies et transmises et l'amplitude incidente[10].

Considérons pour les ondes monochromatiques de plan N à la frontière plane entre deux milieux isotropes homogènes 1 et 2. L'onde incidente frappe l'interface en milieu 1, résultant en une onde réfléchi de retour au milieu 1 et une onde transmise au milieu 2. Les exigences limites générales sont les suivantes[10] [17]:

$$\varepsilon_1 \mathbf{E}_1^\perp = \varepsilon_2 \mathbf{E}_2^\perp \quad II\ 38$$

$$\mathbf{B}_1^\perp = \mathbf{B}_2^\perp \quad II\ 39$$

$$\mathbf{E}_1^\parallel = \mathbf{E}_2^\parallel \quad II\ 40$$

$$\frac{1}{\mu_1} \mathbf{B}_1^\parallel = \frac{1}{\mu_2} \mathbf{B}_2^\parallel \quad II\ 41$$

Les symboles  $\perp$  et  $\parallel$  signifient les composants perpendiculaires et parallèles du champ à l'interface, respectivement, tandis que l'indice spécifie le milieu de propagation. Dans ce cas les champs avec l'indice 1 représentent la superposition des ondes incidente ( $\mathbf{E}_i$ ) et réfléchies ( $\mathbf{E}_r$ ), tandis que les champs avec l'indice 2 représentent l'onde transmise ( $\mathbf{E}_t$ ). Les conditions limites peuvent alors être formulées comme suit[17] :

$$\varepsilon_1(\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r)^\perp = \varepsilon_2 \mathbf{E}_t^\perp \quad \text{II 42}$$

$$(\mathbf{B}_i + \mathbf{B}_r)^\perp = \mathbf{B}_t^\perp \quad \text{II 43}$$

$$(\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r)^\parallel = \varepsilon_2 \mathbf{E}_t^\parallel \quad \text{II 44}$$

$$\frac{1}{\mu_1} (\mathbf{B}_i + \mathbf{B}_r)^\parallel = \frac{1}{\mu_2} \mathbf{B}_t^\parallel \quad \text{II 45}$$

### 2.1.4 Réflexion et transmission d'ondes P (transverse magnétique TM)

Comme le champ magnétique  $\mathbf{H}$  est perpendiculaire au plan d'incidence, les ondes P sont aussi appelées ondes magnétiques transversales (TM).

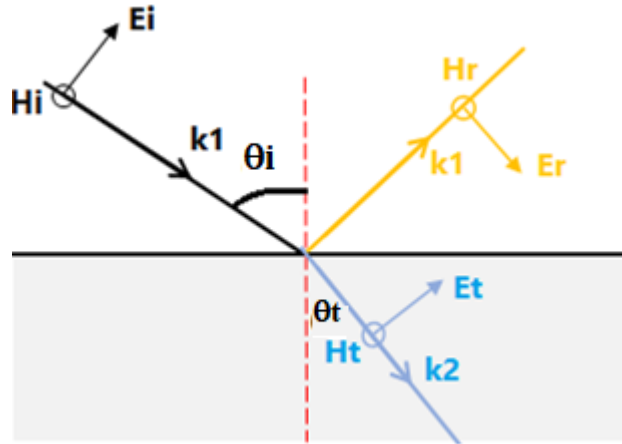


Figure.2. 1 réflexion et transmission de l'onde P

La figure.2.1 examine la réflexion et la réfraction des ondes P. Tous les vecteurs de champ électrique sont dans le plan d'incidence, et tous les vecteurs de champ magnétique sont perpendiculaires au plan d'incidence, ce qui entraîne un flux d'énergie positif  $\theta_i$  dans la direction de propagation. Les quatre conditions limites de cette géométrie sont les suivantes :

$$\varepsilon_1(E_i \sin \theta_i + E_r \sin \theta_i) = \varepsilon_2 E_t \sin \theta_t \quad \text{II 46}$$

$$E_i \cos \theta_i + E_r \cos \theta_i = E_t \cos \theta_t \quad \text{II 47}$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} (E_i - E_r) = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_t \quad \text{II 48}$$

En utilisant la loi de Snell  $n_1/n_2 = \sin \theta_t / \sin \theta_i$  en réécrivant l'équation (II.46), il donne

$$E_i - E_r = E_t (\varepsilon_2 n_1 / \varepsilon_1 n_2) \quad \text{II 49}$$

On pose

$$\beta = (\varepsilon_2 n_1 / \varepsilon_1 n_2) \quad \text{II 50} \quad \text{on obtient}$$

$$E_i - E_r = \beta E_t \quad \text{II 51}$$

En utilisant la même procédure pour l'équation (II.47), nous obtenons.

$$\cos \theta_i (E_i + E_r) = E_t \cos \theta_t \quad II\ 52$$

$$E_i - E_r = \gamma E_t \quad II\ 53$$

Avec  $\gamma = \cos \theta_t / \cos \theta_i$  II 54

Depuis les équations (II.49 et II.51) on trouve

$$E_t/E_i = 2/(\beta + \gamma) \quad II\ 55$$

$$E_r/E_i = (-\beta + \gamma)2/(\beta + \gamma) \quad II\ 56$$

Sachant que les coefficients de réflexion et de transmission sont donnés par  $r_p = E_r/E_i$  et

$t_p = E_t/E_i$  respectivement, et en remplaçant  $\gamma$  et  $\beta$ , on obtient

$$r_p = \frac{\varepsilon_1 n_2 \cos \theta_t - \varepsilon_2 n_1 \cos \theta_i}{\varepsilon_1 n_2 \cos \theta_t + \varepsilon_2 n_1 \cos \theta_i} = \frac{n_1 \cos \theta_t - n_2 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} \quad II\ 57$$

$$t_p = \frac{2\varepsilon_1 n_2 \cos \theta_i}{\varepsilon_1 n_2 \cos \theta_t + \varepsilon_2 n_1 \cos \theta_i} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} \quad II\ 58$$

### 2.1.4.1 Réflexion et transmission des ondes S (transverse électriques TE)

Comme le champ électrique  $\mathbf{E}$  est transversal au plan d'incidence, les ondes S sont aussi appelées ondes électriques transversales (TE). La figure 2.2 examine la réflexion et la réfraction des ondes S. Tous les vecteurs de champ électrique sont perpendiculaires au plan d'incidence, et les vecteurs de champ magnétique sont choisis pour donner un flux d'énergie positive dans la direction des vecteurs d'onde[10].

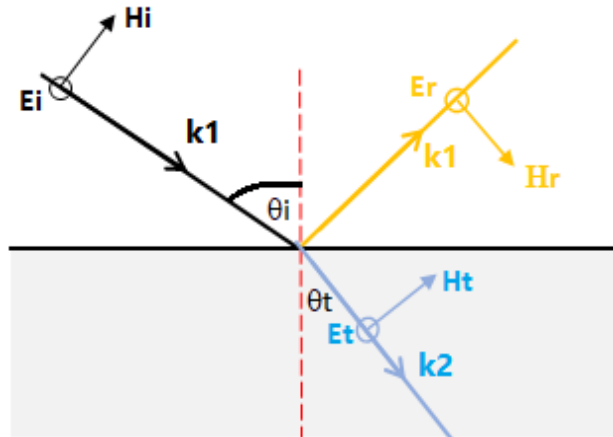


Figure.2. 2 .Réflexion et transmission de l'onde S

Par l'application de la quatrième condition limites on trouve :

$$(B_i \sin \theta_i + B_r \sin \theta_i) = B_t \sin \theta_t \quad II\ 59$$

$$E_i + E_r = E_t \quad II\ 60$$

$$\frac{1}{\mu_1} (-B_i \cos \theta_i + B_r \cos \theta_i) = -\frac{1}{\mu_2} B_t \cos \theta_t \quad II\ 61$$

Si on réécrit les équations précédentes en fonction de E, on obtient :

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}(E_i \sin \theta_i + E_r \sin \theta_i) = -\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_t \sin \theta_t \quad II\ 62$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}(E_i \cos \theta_i - E_r \cos \theta_i) = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_t \cos \theta_t \quad II\ 63$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}(E_i - E_r) = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_t \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i} \quad II\ 64$$

Ensuite, on va extraire ces équations en fonction de  $\beta$  et  $\gamma$  ça donne :

$$E_i - E_r = \gamma \beta E_t \quad II\ 65$$

Depuis les équations (II.60 et II.65) on obtient

$$E_t/E_i = 2/(1 + \beta\gamma) \quad II\ 66$$

$$E_r/E_i = 1 - \beta\gamma/(1 + \beta\gamma) \quad II\ 67$$

Nous calculons maintenant les coefficients de réflexion et de transmission pour les ondes S en utilisant la même procédure que pour les ondes P.

$$r_s = \frac{\varepsilon_1 n_2 \cos \theta_i - \varepsilon_2 n_1 \cos \theta_t}{\varepsilon_1 n_2 \cos \theta_i + \varepsilon_2 n_1 \cos \theta_t} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad II\ 68$$

$$t_s = \frac{2\varepsilon_1 n_2 \cos \theta_i}{\varepsilon_1 n_2 \cos \theta_i + \varepsilon_2 n_1 \cos \theta_t} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad II\ 69$$

On détermine alors deux grandeurs mesurables, la réflectance R qui est attachée aux coefficients de Fresnel par les équations :

$$R_s = |r_s|^2 \quad II\ 70$$

$$R_p = |r_p|^2 \quad II\ 71$$

Ces grandeurs montrent les fractions des intensités totales du faisceau incident par rapport au faisceau réfléchi et celui transmis pour les polarisations parallèle (P) et perpendiculaire (S). Parmi les coefficients de Fresnel,  $r_p$  est le seul qui s'annule pour un angle d'incidence très particulier nommé angle de Brewster dans les milieux transparents.

### 2.1.5 L'incidence de Brewster

Quand une onde incidente polarisée p tombe sur l'interface entre deux milieux transparents, l'onde réfléchie succombe entièrement un angle dit de Brewster ( $\theta_B$ ) et l'onde incidente est totalement réfractée dans le deuxième milieu. Nous pouvons déterminer le point  $r_p = R_p = 0$  en utilisant la condition[18].

$$n_1 \cos \theta_i = n_2 \cos \theta_t \quad II\ 72$$

$$-n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i = 0 \quad II\ 73$$

Si on élimine  $\theta_t$  dans l'éq II.73 par l'utilisation de loi de Snell dans l'équation II.72 on obtient l'expression de cet angle d'incidence.



$$\theta_i = \tan^{-1} \left( \frac{n_2}{n_1} \right)$$

II 74

Les coefficients de réflexion de Fresnel  $r_p$  et  $r_s$  diffèrent selon l'angle d'incidence. A l'exception de l'incidence normale ( $\theta_i = 0$ ) et de l'incidence de ( $\theta_i = \pi/2$ ), la réflectance ( $R_s$ ) de l'onde S (onde TE) est toujours supérieure à la réflectance ( $R_p$ ) de l'onde P (onde TM). En outre, lorsque l'angle d'incidence est suffisant le coefficient de réflexion de Fresnel  $r_p$  disparaît. La réflectance de Fresnel pour l'onde p disparaît lorsque les vecteurs de propagation de l'onde transmise et l'onde réfléchi sont mutuellement orthogonales[19].

Lorsqu'une onde plane avec un mélange d'ondes s et p est incident sur l'interface plane entre deux milieux diélectriques aux angles de Brewster, le rayonnement réfléchi est polarisé linéairement avec le vecteur de champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence. Ce phénomène a été utilisé dans de nombreux systèmes optiques pour produire des faisceaux polarisés. L'onde transmise est bien sûr principalement polarisée parallèlement au plan d'incidence car l'onde p est totalement transmise. De nombreuses fenêtres laser sont alignées à l'angle de Brewster dans le but de discriminer contre l'onde s et d'assurer l'oscillation avec p polarisations[6].

### 2.1.6 Réflexion totale interne(ITR)

Nous allons maintenant considérer le cas où l'angle  $\theta_t$  entre l'onde transmise et la surface normale est de 90 degrés et devrait  $n_2 < n_1$ [14]. Pour la réflexion de l'eau à l'air à titre d'exemple, on trouve  $\theta_c = 48,66^\circ$ .

$$\sin \theta_t^c = \left( \frac{n_1}{n_2} \right) \sin \theta_c = 1$$

II 75

$$\sin \theta_c = \left( \frac{n_2}{n_1} \right)$$

II 76

Dans cette situation ; la lumière transmise est le long de la direction parallèle de surface. Alors que se passe-t-il dans le cas ou  $\theta > \theta_c$  ?

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} = i\sqrt{\sin^2 \theta_t - 1} = \sqrt{(n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_c - 1} \quad \text{II 77}$$

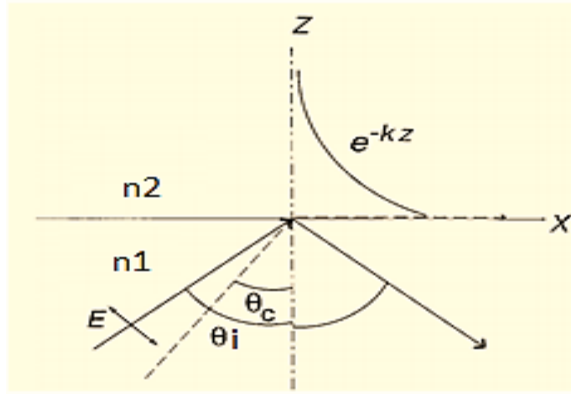


Figure.2. 3. Illustration de la réflexion interne totale. Un incident d'onde sur un milieu diélectrique avec une constante diélectrique plus grande à un angle supérieur à l'angle critique,  $\theta_i > \theta_c$  [14].

Alors, l'onde transmise peut être écrite comme suit :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_t &= \mathbf{T}_0 e^{i(\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r} - \omega_t t)} \\
 &= \mathbf{T}_0 e^{i(k_t \sin \theta_t x + k_t \cos \theta_t z - \omega_t t)} \\
 &= \mathbf{T}_0 e^{i(k_t \sin \theta_t x - \omega_t t)} e^{-k_t \sqrt{(n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_c - 1} z} \\
 &= \mathbf{T}_0 e^{i \frac{n_2 \omega_t \sin \theta_t}{c} x} e^{-i \omega_t t} e^{-\frac{-in_2 \omega_t \sqrt{(n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_c - 1}}{c} z} \quad \text{II 78}
 \end{aligned}$$

L'intensité de la lumière transmise à mesure diminue lorsque l'expression (II.79) ci-dessous augmente.

$$\exp(-in_2 \omega_t \sqrt{(n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_c - 1} / c) z \quad \text{II 79}$$

Comme  $c/\omega = \lambda/2\pi$ , la longueur de désintégration est égale à l'ordre de longueur d'onde. Dans le milieu 2, le vecteur Poynting  $\mathbf{S}$  est dans la direction  $z$  peut être calculé comme.

$$\begin{aligned}
 z. \langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{2\mu_0 \mu} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{B}_t^*). z \\
 z. \langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{2\mu_0 \mu \omega} \text{Re}(\mathbf{E} \times (\mathbf{E}_t \times \mathbf{k}_t)^*). z \\
 z. \langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{2\mu_0 \mu \omega} \text{Re}(k_2 |\mathbf{E}_t|^2 - \mathbf{E}_t^* (\mathbf{E}_t \cdot \mathbf{k}_2)^*). z \quad \text{avec} \quad \mathbf{E}_t \cdot \mathbf{k}_2 = 0 \\
 z. \langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{2\mu_0 \mu \omega} \text{Re}(z \cdot k_2 |\mathbf{E}_t|^2) \quad \text{II 80}
 \end{aligned}$$

Comme  $k_2 \cos \theta_i$  est une grandeur imaginaire pure on trouve

$$z. \langle \mathbf{S} \rangle = 0 \quad \text{II 81}$$

En conséquence, le flux d'énergie vers la direction  $z$  en milieu 2 est égal à zéro. Cette onde exponentielle est connue sous le nom d'onde évanescente, et elle est employée dans certaines spectroscopies d'interface pour identifier des espèces dans le champ évanescent [14].

### 2.1.7 Changement de phase de réflexion totale interne

Les coefficients bien connus de Fresnel régulent la réflexion de la lumière polarisée p- et s à l'interface plane de deux milieux isotropes semi-infinis, homogènes. Lorsque les deux médiums sont transparents, les décalages de phase causés par une réflexion extérieure ou interne partielle sont 0 ou  $\pi$ . Cependant, dans des circonstances de réflexion interne totale (TIR), pour des angles d'incidence  $\theta_i$  supérieurs à l'angle critique[20].

Les décalages de phase  $\delta_p$ ,  $\delta_s$  et le décalage différentielle  $\Delta\delta = \delta_p - \delta_s$  sont non nuls et sont donnés par [14], [20]:

$$\tan(\delta_p/2) = \frac{N\sqrt{(N)^2\sin^2\theta - 1}}{\cos\theta} \quad II\ 82$$

$$\tan(\delta_s/2) = \frac{\sqrt{(N)^2\sin^2\theta - 1}}{N\cos\theta} \quad II\ 83$$

$$\tan(\Delta/2) = \frac{\sqrt{(N)^2\sin^2\theta - 1}}{N\cos\theta \tan\theta} \quad II\ 84$$

Ou  $N = (n_1/n_2)$  est le rapport d'indice de réfraction du milieu élevé sur l'indice du milieu faible d'incidence et de réfraction (évanescence) ( $N > 1$ ), et  $1/N < 1$ . En plus du décalage de phase de réflexion différentielle quantifiable  $\Delta\delta$ , on introduire le décalage de phase moyen sur la réflexion.

$$\delta_a = (\delta_p - \delta_s)/2 \quad II\ 85$$

D'après les équations. (II.82) à (II.84) et l'identité trigonométrique pour la tangente de la somme de deux angles, on obtient :

$$\tan(\delta_a) = \frac{[\cos\theta(N+N^{-1})\sqrt{(N)^2\sin^2\theta - 1}]}{[2 - (\sin^2\theta)(N^2+1)]} \quad II\ 86$$

À partir des équations (II.85) et (II.86), nous obtenons également la relation utile suivante entre  $\delta_p$  et  $\delta_s$

$$\tan\left(\frac{\delta_p}{2}\right) = N^2 \tan\left(\frac{\delta_s}{2}\right) \quad II\ 87$$

Lorsque le décalage de phase est égal à  $\pi/2$ , le décalage de phase différentiel  $\Delta\delta$  est maximal, à un certain angle  $\theta$  déterminé en fonction de N. Tous les décalages de phase augmentent avec une pente infinie à l'angle critique  $\theta_c$ . La pente limite de la courbe  $\Delta\delta$  avec un 'angle incident de rotation [20]:

$$\left(\frac{\partial(\Delta\delta)}{\partial\theta}\right)_{\theta=90^\circ} = -\frac{2\sqrt{N^2-1}}{N} = -2 \cos\theta_c \quad II\ 88$$

$$\left(\frac{\partial^2(\Delta\delta)}{\partial\theta^2}\right)_{\theta=90^\circ} = 0 \quad II\ 89$$

### 2.1.8 Les ondes évanescentes

Nous adopterons la méthode de décomposition des champs électromagnétiques en modes triplets (une partie incidente, partie réfléchiée et partie transmise probablement évanescente) proposée par C.K. Carniglia et L. Mandel[21], les ondes évanescentes comme les autres types d'ondes, sont principalement définies par leur vecteur d'onde et leur polarisation[21].

#### 2.1.8.1 Le vecteur d'onde

On suppose maintenant deux milieux diélectriques avec des indices de réfraction respectifs  $n_1$  et  $n_2$  avec  $n_2 < n_1$ . Si l'on utilise un système de référence Oxyz, où le plan de séparation des deux milieux correspond au plan Oxy et où le plan d'incidence est le plan Oxz, les composantes du vecteur d'onde de la partie transmise d'une onde plane qui est initialement propagée dans le milieu  $n_1$  et qui est réfléchiée sur le dioptre avec un angle d'incidence  $\theta_i$  sont écrites[22,21] :

$$\begin{aligned} k_x &= (\omega/c) n_2 \sin \theta_t & II 90 \\ k_y &= 0 & II 91 \\ k_z &= (\omega/c) (n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2} & II 92 \end{aligned}$$

Ainsi, la configuration de l'onde qui se propage dans  $n_2$  varie en fonction de la nature réelle ou imaginaire de  $k_z$ . Si  $0 < n_1 \sin \theta_i < n_2$ , alors ce terme est réel, mais il devient complètement imaginaire lorsque  $n_1 \sin \theta_i > n_2$ . Dans ce dernier cas, la lumière subit une réflexion totale sur le dioptre et l'onde qui traverse le second milieu est qualifiée d'"évanescence", son amplitude se décroît exponentiellement en fonction de  $z$  suivant l'expression [23] :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_t \exp^{i(k_x x + k_z z - \omega t)} = \mathbf{E}_t \exp^{(\tilde{k}_z z)} \exp^{i(k_x x - \omega t)} \quad II 93$$

La structure progressive de l'onde évanescente dans la direction Ox est caractérisée par une décroissance exponentielle de son amplitude dans la direction Oz. Cette décroissance est à l'origine de la faible portée de l'onde, qui ne peut être détectée qu'à une très courte distance de la surface de séparation des deux milieux. On définit conventionnellement sa « profondeur de pénétration "h" qui sera déterminé plus tard » dans le second milieu (en l'occurrence l'air) comme la distance à laquelle son amplitude  $\mathbf{E}_t \exp^{(\tilde{k}_z z)}$  atteint une valeur égale à  $\mathbf{E}_t/e$ [23].

### 2.1.9 Polarisation d'une onde évanescente

Lorsqu'il s'agit d'une onde transverse électrique (T.E.) évanescente, la polarisation n'a pas de caractéristique particulière. En revanche, pour une onde transverse magnétique (T.M.), la situation est différente. Dans le système de référence présenté ci-dessus, le vecteur de polarisation de l'onde qui arrive sur la surface de séparation des deux milieux s'écrit dans le premier milieu[24].

$$\xi_{inc} = (-\cos \theta_i, 0, \sin \theta_i) \quad II\ 94$$

La polarisation de l'onde qui se propage dans le second milieu peut être obtenue à partir de cette expression en utilisant les lois de Snell-Descartes[23].

$$\xi_{TM}^t = (-(1 - n_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}, 0, n_1 \sin \theta_i) \quad II\ 95$$

Si  $n_1 \sin \theta_i > n_2$ , avec  $n_2=1$ , et pour le cas d'une onde évanescente, cette expression devient :

$$\xi_{TM}^t = \begin{cases} \xi_x = -i(n_1^2 \sin^2 \theta_i - 1)^{1/2} \\ \xi_y = 0 \\ \xi_z = n_1 \sin \theta_i \end{cases} \quad II\ 96$$

Dans le cas d'une onde transverse magnétique (T.M.), la polarisation de l'onde qui arrive sur la surface de séparation des deux milieux est rectiligne. En revanche, la polarisation de l'onde évanescente est elliptique, car les deux composantes de champ électrique  $E_x$  et  $E_z$  du vecteur de polarisation ont des amplitudes différentes et sont déphasées de  $\pi/2$ . Cette ellipse se situe dans le plan d'incidence  $Oxz$ , contrairement à une onde plane progressive dont l'extrémité du vecteur de polarisation tourne généralement dans un plan perpendiculaire. De plus, le grand axe de l'ellipse est supérieur à 1, ce qui est une caractéristique qui n'apparaît jamais dans le cas d'une onde progressive[22].

Il convient de souligner que la connaissance du champ électromagnétique à proximité de la surface de séparation des deux milieux permet d'étudier le flux d'énergie dans l'onde évanescente. En calculant le flux du vecteur de Poynting à cet endroit, on constate que ce flux d'énergie est en moyenne nul dans la direction  $Oz$ , tandis qu'il ne l'est pas le long de la surface de séparation[25].

## 2.2 Surface métallique

Les métaux comme l'or (Au) et l'argent (Ag) ont été exclusivement utilisées pour l'application aux matériaux capteurs en raison de leur forte sensibilité aux changements d'indice de réfraction (RI) dans les milieux environnants. Pour réduire considérablement la limite de détection pour les analytes de faible poids moléculaire, les nanoparticules métalliques possédant des susceptibilités RI plus élevées sont très demandées[26].

Différentes classes de matériaux ont été explorées pour les applications de plasmonique, notamment les céramiques, les semi-conducteurs et les métaux, en fonction de la plage de longueurs d'onde souhaitée. Une option prometteuse pour obtenir des matériaux plasmonique à faible perte dans la plage de longueurs d'onde proche de l'infrarouge (NIR) est de réaliser des oxydes conducteurs transparents (TCO), tels que l'oxyde de zinc dopé (ZnO) et l'oxyde d'indium dopé étain (ITO). Les nitrures, tels que le TiN, sont également une option prometteuse pour les applications NIR. Ces matériaux sont tolérants aux radiations et peuvent être épitaxialement

déposés sur des substrats à symétrie cubique, ce qui présente l'avantage d'obtenir des surfaces ultra-lisses et des films minces stratifiés[27].

### 2.2.1 Modèles de fonction diélectrique.

Les modèles de fonction diélectrique sont utilisés pour générer les valeurs d'indice de réfraction et de coefficient d'absorption des diélectriques et des métaux à une longueur d'onde particulière, qui seront ensuite utilisées pour caractériser les interactions de champ à l'interface diélectrique-métal. Nous devons citer d'abord les modèles qui existent et très utilisés pour identifier les permittivités - Drude, Drude-Lorentz, Brendel-Bormann. En général, tous les modèles sont des variantes du modèle de Drude, avec différents niveaux de complexité[28], [29].

#### 2.2.1.1 Modèle de Drude

Dans les cas les plus simplifiés des méthodes en domaine temporel pour lesquelles la caractérisation fréquentielle métal-diélectrique est recherchée, le modèle de Drude est utilisé pour approximer les propriétés de dispersion des métaux. Il suppose que le matériau doit être composé d'électrons gazeux non réactifs dans un réseau d'ions positifs. Dans ce modèle, la permittivité diélectrique relative du métal se lit comme suit [28]:

$$\varepsilon_{drude}(\omega) = \varepsilon(\infty) - \frac{f_0 \omega_p^2}{\omega^2 - i\omega\Gamma} \quad II\ 97$$

$f_0$  représente la force d'oscillation (facteur de poids) et la fréquence de plasma  $\omega_p$  est associée aux transitions intra-bandes (transitions d'électrons libres) et est une fonction de la densité d'électrons et de la masse, qui sont données par Palik [30]. La fréquence de diffusion  $\Gamma$  inclut toutes les interactions de diffusion telles que les interactions électron-électron, électron-phonon, etc. Cependant, un intervalle limité de longueurs d'onde peut être approximé par le modèle de Drude[29].

#### 2.2.1.2 Modèle de Drude-Lorentz

En revanche "Drude-Lorentz" étend sa plage de validité en incorporant l'expression interbande (d'effets d'électrons liés) séparée dans le modèle de Drude. Le modèle Drude-Lorentz est une amélioration du modèle de Drude qui prend en compte explicitement l'expression interbande (effets d'électrons liés) séparée par rapport au modèle initial de Drude. En ajoutant ce terme 'Lorentzien' décrit par un modèle semi quantique, la plage de validité du modèle de Drude peut être étendue. Dans l'équation II.98,  $\omega_j$  et  $\Gamma_j$  sont les symboles des fréquences de résonance et des largeurs de bande des oscillateurs, respectivement,  $k$  est le nombre d'oscillateurs avec la fréquence  $\omega_j$ , et  $f_j$  est la force d'oscillation ou le facteur de poids. Malgré le fait que le modèle de Drude-Lorentz (D-L) étend la plage de validité des approximations analytiques des constantes

métal-diélectrique, il n'est pas approprié pour décrire certaines arêtes métalliques avec une absorption marquée[28], [29].

$$\varepsilon_{D.L}(\omega) = \varepsilon_{Drude}(\omega) + \sum_{j=1}^k \frac{f_j \omega_j^2}{(\omega_j^2 - \omega^2) - i\omega\Gamma_j} \quad II\ 98$$

### 2.2.1.3 Modèle de Brendel-Bormann

Brendel-Bormann réduit les erreurs générées par la fonction Lorentzienne adoptée dans Drude en adoptant une méthode d'erreur complexe gaussienne à la place. Dans la fonction diélectrique optique Brendel-Bormann (B-B), l'équation II.99,  $m$  est le nombre d'oscillateurs B-B utilisés pour interpréter la partie inter-bande du spectre. Ainsi, une forme flexible pour le profil d'absorption est obtenue via une telle fonction analytique[29] :

$$\varepsilon_{B-B}(\omega) = \varepsilon(\infty) - \frac{f_0 \omega_m^2}{\omega^2 - i\omega\Gamma} + \sum_{j=1}^m \chi_j(\omega) \quad II\ 99$$

### 2.2.2 L'indice de réfraction d'une surface métallique

L'indice optique d'une surface métallique devient compliqué parce qu'une partie de la lumière est absorbée par la transition électronique des électrons métalliques au niveau de Fermi.

$$\tilde{n}_2 = n_2 + ik_2, k_2 = \tilde{n}_2 \omega / c = (n_2 + ik_2) \omega / c \quad II\ 100$$

$$n_1 \sin \theta = \tilde{n}_2 \sin \theta_t = (n_2 + ik_2) \sin \theta_t \quad II\ 101$$

L'angle  $\theta_t$  est devenu complexe, et nous définissons :

$$\tilde{n}_2 \sin \theta_t \equiv u_2 + iv_2 \quad II\ 102$$

Avec  $u_2$  et  $v_2$  sont réelles

$$(u_2 + iv_2)^2 = (\tilde{n}_2 \sin \theta_t)^2 = \tilde{n}_2^2 (1 - \frac{n_1^2}{\tilde{n}_2^2} \sin^2 \theta) \quad II\ 103$$

$$\tilde{n}_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta \quad II\ 104$$

Pour la partie réelle et imaginaire de l'équation II.90 on trouve

$$u_2^2 - v_2^2 = n_2^2 - \kappa_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta \quad II\ 105$$

$$2uv = 2n\kappa \quad II\ 106$$

Alors on peut avoir

$$u_2^2 = \frac{n_2^2 - \kappa_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta + \sqrt{(n_2^2 - \kappa_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta)^2 + 4n_2^2 \kappa_2^2}}{2} \quad II\ 107$$

$$v_2^2 = \frac{-(n_2^2 - \kappa_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta) + \sqrt{(n_2^2 - \kappa_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta)^2 + 4n_2^2 \kappa_2^2}}{2} \quad II\ 108$$

- **Pour l'onde P**

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_p &\equiv \rho_p e^{i\varphi_p} = \frac{n_1 \cos \theta_t - n_2 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} = \frac{n_2^2 \cos \theta_i - n_1 \tilde{n}_2 \cos \theta_t}{n_2^2 \cos \theta_i + n_1 \tilde{n}_2 \cos \theta_t} \\ &= \frac{(n_2^2 - \kappa_2^2 + i2n_2 \kappa_2) \cos \theta_i - n_1(u_2 + iv_2)}{(n_2^2 - \kappa_2^2 + i2n_2 \kappa_2) \cos \theta_i + n_1(u_2 + iv_2)} \end{aligned} \quad II\ 109$$

On obtient donc

$$\rho_p^2 = \frac{[(n_2^2 - \kappa_2^2) \cos \theta_i - n_1 u_2]^2 + [2n_2 \kappa_2 \cos \theta_i - n_1 v_2]^2}{[(n_2^2 - \kappa_2^2) \cos \theta_i + n_1 u_2]^2 + [2n_2 \kappa_2 \cos \theta_i + n_1 v_2]^2} \quad II\ 110$$

$$\tan \varphi_p = \frac{2n_2 u_2 \kappa_2 - (n_2^2 - \kappa_2^2) v_2}{(n_2^2 + \kappa_2^2) \cos^2 \theta_i - n_1^2 (u_2^2 + v_2^2)} 2n_2 \cos \theta_i \quad II\ 111$$

$$\begin{aligned} \mathbf{t}_p &= \mathcal{J}_p e^{i\chi_p} = \frac{2n_1 \cos \theta}{n_1 \cos \theta^t + \tilde{n}_2 \cos \theta} = \frac{2n_1 \tilde{n}_2 \cos \theta}{n_1 \tilde{n}_2 \cos \theta^t + \tilde{n}_2^2 \cos \theta} \\ &= \frac{2n_1 n_2 \cos \theta + i2n_1 \kappa_2 \cos \theta}{n_1 u_2 + (n_2^2 - \kappa_2^2) \cos \theta + i(n_1 v_2 + 2n_2 \kappa_2 \cos \theta)} \end{aligned} \quad II\ 112$$

$$\tau_p^2 = \frac{(n_2^2 + \kappa_2^2)}{[n_1 u_2 + (n_2^2 - \kappa_2^2) \cos \theta]^2 + [n_1 v_2 + 2n_2 \kappa_2 \cos \theta]^2} \quad II \quad 113$$

$$\tan \chi_p = 2n_1 \cos \theta \frac{n_1 \kappa_2 u_2 + \kappa_2 (n_2^2 - \kappa_2^2) \cos \theta - n_1 n_2 v_2 + 2n_2^2 \kappa_2 \cos \theta}{2n_2 \cos \theta [n_1^2 u_2 + n_1 (n_2^2 - \kappa_2^2) \cos \theta + n_1 \kappa_2 v_2 + 2\kappa_2^2 n_2 \cos \theta]} \quad II\ 114$$

• Pour l'onde S

$$\mathbf{r}_s \equiv \rho_s e^{i\varphi_s} = \frac{n_1 \cos \theta_i - \tilde{n}_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + \tilde{n}_2 \cos \theta_t} = \frac{n_1 \cos \theta_i - (u_2 + iv_2)}{n_1 \cos \theta_i + (u_2 + iv_2)} \quad II\ 115$$

$$\rho_s = \left| \frac{n_1 \cos \theta_i - (u_2 + iv_2)}{n_1 \cos \theta_i + (u_2 + iv_2)} \right|^2 = \frac{(n_1 \cos \theta_i - u_2)^2 + v_2^2}{(n_1 \cos \theta_i + u_2)^2 + v_2^2} \quad II\ 116$$

$$\tan \varphi_s = \frac{2v_2 n_1 \cos \theta_i}{n_1^2 \cos^2 \theta_i - u_2^2 - v_2^2} \quad II\ 117$$

$$t_s = \mathcal{J}_s e^{i\chi_s} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + \tilde{n}_2 \cos \theta_t} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + u_2 + iv_2} \quad II\ 118$$

$$\mathcal{J}_s = \left| \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + u_2 + iv_2} \right|^2 = \frac{4n_1^2 \cos^2 \theta_i}{(n_1 \cos \theta_i + u_2)^2 + v_2^2} \quad II\ 119$$

$$\tan \chi_s = -\frac{v_2}{n_1 \cos \theta_i + u_2} \quad II\ 120$$

Par exemple, les intensités de lumière dans les composants z et y par unité de surface sur la surface de l'or (Au) deviennent :

$$\begin{aligned} \frac{(E_p^\perp / E_p)^2}{\cos \theta_i} &\equiv \frac{|E_{0z} + R_{0z}|^2 / E_p^2}{\cos \theta_i} = \frac{|-E_p \sin \theta_i - R_p \sin \theta_i|^2 / E_p^2}{\cos \theta_i} \\ &= \sin^2 \theta_i (1 + 2\rho_p \cos \varphi_p + \rho_p^2) / \cos \theta_i \end{aligned} \quad II\ 121$$

$$\frac{(E_s^\parallel / E_s)^2}{\cos \theta_i} \equiv \frac{|E_{0y} + R_{0y}|^2 / E_s^2}{\cos \theta_i} = (1 + 2\rho_s \cos \varphi_s + \rho_s^2) / \cos \theta_i \quad II\ 122$$

La composante de surface parallèle x de l'onde p est également négligeable.



### 2.3 Les plasmons de surface

Les oscillations de plasmon de surface sont causées par des fluctuations cohérentes de charges électroniques sur une limite métallique (Figure 2.4). Les variations sont limitées à la bordure et disparaissent des deux côtés de la surface métallique. Cette onde plasmonique a un caractère « P » (transverse magnétique TM) parce que la charge de surface provoque une discontinuité de champ électrique dans la direction « Z » normale à la surface, alors que les ondes « S » (transverse électrique TE) n'ont qu'un composant  $E_y$  (pas de composant  $E_z$ ) [31,11,14].

Si un champ électromagnétique est appliqué à un matériau, cela peut entraîner une polarisation locale dans le matériau qui est couplée au champ électromagnétique. L'excitation résultante de ce couplage est connue sous le nom de polariton. Lorsque les oscillations électroniques collectives et quantifiées sont impliquées dans ce couplage, on parle de plasmon polariton, également connu sous le nom de plasmon [32,33].

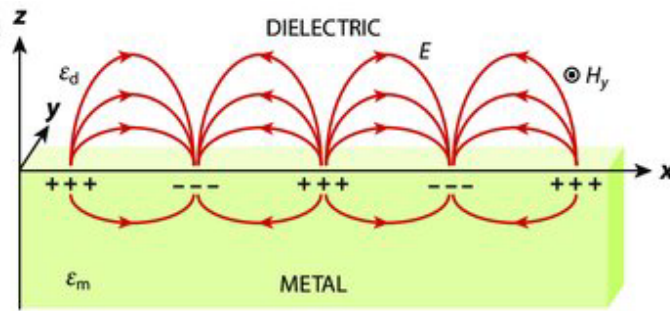


Figure.2. 4 Excitations et transitions dans le plasmon de surface [34]

Pour étudier l'effet de plasmon à vide, nous considérons maintenant l'interface métal (milieu 1) | air (milieu 2), où les champs électriques sont déchargés des deux côtés de l'interface. Le champ électrique et magnétique dans le milieu 2 (air,  $z > 0$ ) peut être déterminé en utilisant la partie  $k_{z2}$  imaginaire pur [14].

$$E_2 = \begin{pmatrix} E_{x2} \\ 0 \\ E_{z2} \end{pmatrix} \exp(i(k_{x2}x + k_{z2}z - \omega t)) \quad II \ 123$$

$$H_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ H_{y2} \\ 0 \end{pmatrix} \exp(i(k_{x2}x + k_{z2}z - \omega t)) \quad II \ 124$$

En va faire de même pour les champs électriques et magnétiques en milieu 1 (métal,  $z > 0$ ).

$$E_1 = \begin{pmatrix} E_{x1} \\ 0 \\ E_{z1} \end{pmatrix} \exp(i(k_{x1}x + k_{z1}z - \omega t)) \quad II \ 125$$

$$H_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ H_{y1} \\ 0 \end{pmatrix} \exp(i(k_{x1}x + k_{z1}z - \omega t)) \quad II\ 126$$

À partir des conditions limite on obtient

$$k_{x1} = k_{x2} = \left(\frac{\omega}{c}\right) \left(\frac{\tilde{\varepsilon}_1 \tilde{\varepsilon}_2}{\tilde{\varepsilon}_1 + \tilde{\varepsilon}_2}\right)^{1/2} = \beta \quad II\ 127$$

$$E_{x1} = E_{x2} \quad II\ 128$$

$$E_{z1} = E_{z2} \quad II\ 129$$

$$H_{y1} = H_{y2} \quad \text{pour } (\mathbf{J})_y \approx 0 \quad II\ 130$$

$$\tilde{\varepsilon}_1 \varepsilon_0 E_{z1} = \tilde{\varepsilon}_2 \varepsilon_0 E_{z2} \quad II\ 131$$

Depuis l'équation II.4 et on considère que  $\mathbf{J} \approx 0$  on trouve

$$\text{rot}\mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & H_{yi} & 0 \end{vmatrix} = -\mathbf{i} \frac{\partial}{\partial z} H_{yi} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial x} H_{yi} \quad II\ 132$$

$$ik_{z1}H_{y1} = -i\omega\tilde{\varepsilon}_1\varepsilon_0E_{x1} \quad II\ 133$$

$$-ik_{z2}H_{y2} = -i\omega\tilde{\varepsilon}_2\varepsilon_0E_{x2} \quad II\ 134$$

Pour  $E_{x1} = E_{x2}$  et  $H_{y1} = H_{y2}$  on obtient

$$\frac{k_{z1}}{\tilde{\varepsilon}_1} + \frac{k_{z2}}{\tilde{\varepsilon}_2} = 0 \quad II\ 135$$

### 2.3.1 La relation de dispersion

La relation de dispersion d'un métal décrit la dépendance de la fréquence sur le nombre d'ondes et dicte la gamme de fréquences qui peuvent se propager à travers le métal. La relation de dispersion  $k_x$  vs  $\omega$  se rapproche de la ligne de lumière  $\sqrt{\varepsilon_2} \omega/c$  au petit  $kx$ , parce que dans la limite que  $\omega \rightarrow 0$ ,  $\varepsilon_1 \gg \varepsilon_2$ . À  $kx$  élevé, le dénominateur de l'équation (II.127) devient zéro[31][35] :

$$\varepsilon'_1 + \varepsilon_2 = 0 \quad II\ 136$$

Pour les grandes valeurs des vecteurs d'onde, on peut caractériser les plasmons de surface par :

$$\varepsilon_{mr} + \varepsilon_d = 0 \quad II\ 137$$

Où  $\varepsilon_{mr}$  la partie réelle de permittivité de métal et  $\varepsilon_d$  la permittivité de diélectrique.

La fréquence plasmonique  $\omega_p$  donne la constante diélectrique pour les métaux simples[31].

$$\varepsilon'_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad II\ 138$$

La fréquence de plasmon de surface  $sp$  peut être donnée comme

$$\omega_{sp} = \omega_p \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon_2}}$$

II 139

La figure.2.5 représente la relation de dispersion des plasmons de surface, pour les petits vecteurs d'onde, la dispersion des plasmons de surface est assez proche de la pente de lumière pour une pulsation  $\omega = k_x c/n_d$ , en outre dans le cas des grands vecteurs d'onde on obtient  $\omega \rightarrow \omega_{sp}$ .

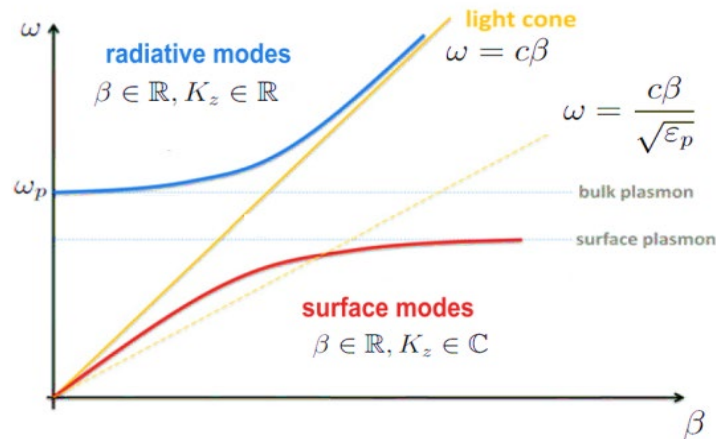


Figure.2. 5 Dispersion des ondes de plasma à une interface air-or. Les modes à basse énergie sont des plasmons polaritons de surface ( $\beta=kx$ )[5].

Dans la figure ci-dessus la ligne droite en jaune représente les relations de dispersion pour les photons dans l'espace libre et dans les verres, tandis que les courbe (rouge, bleu) désigné la relation de dispersion pour les ondes de plasma confinées (radiatives), La relation de dispersion montre deux types de modes, un mode à haute énergie (bleu) et un mode à basse énergie (rouge). Le mode à haute énergie, appelé mode de Brewster, ne décrit pas les ondes de surface, c'est le mode de radiation où  $k_z$  et  $k_x$  sont réels. Le mode à basse énergie correspond à une vraie onde d'interface, le plasmon polariton de surface (SPP), avec  $k_z$  imaginaire et  $k_x$  réel[36].

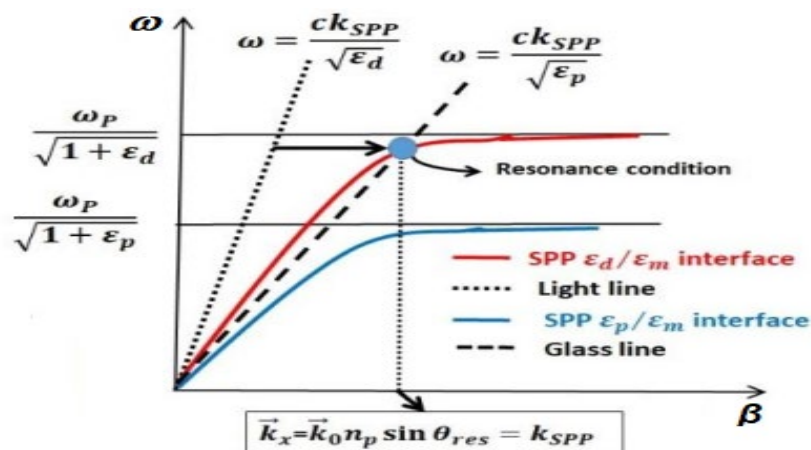


Figure.2. 6 Relation de dispersion pour les polaritons de plasmons de surface dans des milieux différents[37].

Une interprétation simple de la figure.2.6, où la courbe de dispersion pour la composante parallèle de la lumière dans le milieu 1 (prisme de verre  $\epsilon_p$  ligne pointillée noire) a une valeur

maximale de vecteur d'onde supérieure à celle d'un milieu diélectrique  $\epsilon_d$  et, par conséquent, peut croiser la courbe de dispersion des SPP (ligne rouge) de l'interface métal-diélectrique. La signification physique de cette intersection est le couplage fort entre la lumière et les SPP[31].

### 2.3.2 Atténuation des plasmons de surface (ATR)

Les principaux mécanismes de perte d'énergie des plasmons de surface sont les suivants[38] :

- La réémission de photons (dissipation d'énergie radiative) qui est provoquée par une collision avec une inhomogénéité 1 (défauts, impuretés, interfaces).
- Les dissipations non-radiatives, qui consistent en le transfert de l'énergie des plasmons aux électrons de Fermi (solitaires) à la suite d'une collision avec une inhomogénéité ou un phonon.

Cela conduit à une perte du caractère collectif du mouvement des électrons, qui devient désordonné. Dans ce cas, l'énergie perdue par les plasmons de surface sera convertie ultérieurement en chaleur[35].

En prenant en compte la partie imaginaire de la constante diélectrique du métal, une partie dissipative des plasmons de surface peut être considérée. Le vecteur d'onde  $k_x$  des plasmons de surface devient alors un nombre complexe,  $k_{SP} = Re(k_x) + Im(k_x) + ik_{PS}$  imaginaire[35].

A partir des équations II.26 jusqu'à II.29 on écrira le vecteur d'onde sous la forme

$$k^2 = k_x^2 + k_{zi}^2 = \tilde{\epsilon}_i \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad II\ 140$$

$$k_x^2 = \tilde{\epsilon}_1 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_{z1}^2 = \tilde{\epsilon}_2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_{z2}^2 \quad II\ 141$$

$$k_x^2 = \tilde{\epsilon}_2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 + \left(\frac{\tilde{\epsilon}_2}{\tilde{\epsilon}_1}\right) k_{z1}^2 \quad II\ 142$$

Depuis les dernières équations on trouve

$$k_x^2 = \left(\frac{\tilde{\epsilon}_1 \tilde{\epsilon}_2}{\tilde{\epsilon}_1 + \tilde{\epsilon}_2}\right) \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad II\ 143$$

$$k_{z1}^2 = \left(\frac{\tilde{\epsilon}_1^2}{\tilde{\epsilon}_1 + \tilde{\epsilon}_2}\right) \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad II\ 144$$

$$k_{z2}^2 = \left(\frac{\tilde{\epsilon}_2^2}{\tilde{\epsilon}_1 + \tilde{\epsilon}_2}\right) \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad II\ 145$$

Nous rappelons que  $\tilde{\epsilon}_1 = \epsilon_1' + i\epsilon_1''$  et  $\tilde{\epsilon}_2 = \epsilon_2$  en supposant  $|\epsilon_1''| \ll |\epsilon_1'|$

$$Re(k_x) = \left(\frac{\omega}{c}\right) \left(\frac{\tilde{\epsilon}_1 \epsilon_2}{\tilde{\epsilon}_1 + \epsilon_2}\right)^{1/2} = \left(\frac{\omega}{c}\right) \left(\frac{\tilde{\epsilon}_m \epsilon_d}{\tilde{\epsilon}_m + \epsilon_d}\right)^{1/2} \quad II\ 146$$

$$Im(k_x) = \left(\frac{\omega}{c}\right) \left(\frac{\tilde{\epsilon}_1 \epsilon_2}{\tilde{\epsilon}_1 + \epsilon_2}\right)^{3/2} \frac{\epsilon_1''}{2\epsilon_1'^2} = \left(\frac{\omega}{c}\right) \left(\frac{\tilde{\epsilon}_m \epsilon_d}{\tilde{\epsilon}_m + \epsilon_d}\right)^{3/2} \frac{\epsilon_m''}{2\epsilon_m'^2} \quad II\ 147$$

Pour que l'équation II.146 soit totalement réelle il faut que  $(\tilde{\epsilon}_1 \epsilon_2 / \tilde{\epsilon}_1 + \epsilon_2) > 0$ , C'est-à-dire  $\epsilon'_1 < -\epsilon_2$

**2.3.3 Les propriétés géométriques des plasmons de surface**

Sont influencées par la permittivité diélectrique complexe des matériaux impliqués. Par conséquent, les équations de Fresnel et leurs solutions sont exprimées en termes complexes, ce qui confère également un caractère complexe à la constante de propagation des plasmons de surface. La partie imaginaire de cette constante caractérise l'effet d'atténuation du champ électromagnétique et peut être utilisée pour évaluer l'effet de localisation des plasmons de surface à proximité de l'interface. De manière générale, les caractéristiques géométriques des plasmons de surface sont évaluées à l'aide de deux grandeurs distinctes qui sont liées, comme tous les paramètres caractéristiques, à une diminution de l'amplitude initiale de  $1/e$ [39].

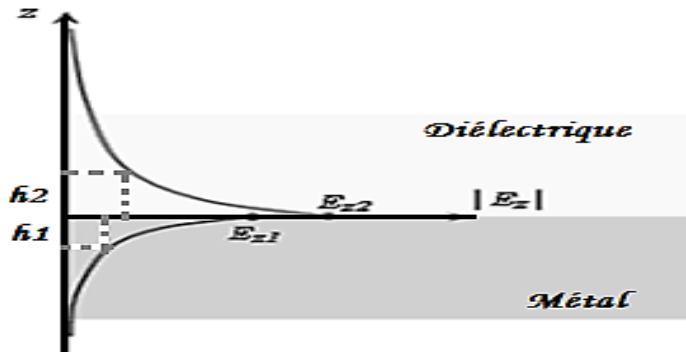


Figure.2. 7 Le champ évanescent à l'interface entre deux milieux

La propagation des plasmons de surface le long de l'interface peut être caractérisée de deux façons différentes soit par :

**2.3.3.1 La profondeur de pénétration**

On définit la profondeur de pénétration (Figure 2.7) comme la distance depuis l'interface métal-diélectrique à laquelle l'amplitude du champ devient  $1/e$  de la valeur maximale à l'interface. La profondeur de pénétration dans le diélectrique nous donne une indication de la longueur sur laquelle le plasmon de surface est sensible aux changements de l'indice de réfraction du milieu diélectrique, tandis que la profondeur de pénétration dans le métal nous donne une idée de l'épaisseur de la couche métallique nécessaire pour le couplage de la lumière incidente à partir de l'autre interface de la couche métallique[35].

Les équations ci-dessous représentent la profondeur de pénétration à travers le premier milieu (métal,  $h_1$ ) et le deuxième (diélectrique,  $h_2$ ) respectivement[35][37].

$$h_1 = \frac{\lambda}{2\pi} \left( \frac{|\epsilon'_1 + \epsilon_2|}{\epsilon_1'^2} \right)^{1/2} = \frac{\lambda}{2\pi} \left( \frac{|\epsilon_{mr} + \epsilon_d|}{\epsilon_{mr}^2} \right)^{1/2} \quad \text{II 148}$$

$$h_2 = \frac{\lambda}{2\pi} \left( \frac{|\varepsilon_1' + \varepsilon_2|}{\varepsilon_2^2} \right)^{1/2} = \frac{\lambda}{2\pi} \left( \frac{|\varepsilon_{mr} + \varepsilon_d|}{\varepsilon_d^2} \right)^{1/2} \quad II 149$$

### 2.3.3.2 La longueur de propagation

La longueur de propagation des plasmons le long de l'interface (Figure 2.7). La profondeur de pénétration est associée à la partie imaginaire de la constante de propagation selon l'axe z.

Dans la direction z le champ électrique du plasmon de surface se désintègre comme  $E_z \propto e^{-k_z z}$ .

Si nous supposons toujours que  $|\varepsilon_1''| \ll |\varepsilon_1'|$ .

$$k_{z1}^2 \approx \left( \frac{\varepsilon_1'^2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2} \right) \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \quad II 150$$

$$k_{z2}^2 \approx \left( \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2} \right) \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \quad II 151$$

La désintégration du plasmon de surface dans la direction x peut être évaluée à partir de  $\text{Im}(k_x)$  parce que l'intensité a diminué comme  $\exp[-2\text{Im}(k_x)x]$ . La longueur de désintégration  $L_{12}$  peut être obtenue comme suit [35]:

$$L_{12} = [2\text{Im}(k_x)]^{-1} = \left( \frac{c}{\omega} \right) \left( \frac{\tilde{\varepsilon}_1 \varepsilon_2}{\tilde{\varepsilon}_1 + \varepsilon_2} \right)^{-3/2} \frac{\varepsilon_1'^2}{\varepsilon_1''} = \left( \frac{c}{\omega} \right) \left( \frac{\tilde{\varepsilon}_m \varepsilon_d}{\tilde{\varepsilon}_m + \varepsilon_d} \right)^{-3/2} \frac{\varepsilon_m'^2}{\varepsilon_m''} \quad II 152$$

Cette formule revêt une importance particulière dans le concept des capteurs à effet SPR, car il définit les limites de validité du concept des plasmons de surface. En d'autres termes, il indique les dimensions minimales du multicouche nécessaires pour observer les effets des plasmons de surface[37].

Métal	profondeur de pénétration		La longueur de Propagation ( $\mu\text{m}$ )
	Dans le métal (nm)	Dans l'air (nm)	
Argent	24	216	19
Or	29	162	3

**Tableau 2** Profondeur de pénétration et longueur de propagation du SP dans l'argent/air et l'or/air à une longueur d'onde de 630 nm[5]

### 2.3.4 Excitation de plasmons de surface (Méthode de couplage ATR)

Les configurations d'excitation jouent un rôle crucial dans la technique de détection utilisée. Configurations de Kretschmann : En 1968, Kretschmann-Raether[40] a proposé une géométrie permettant d'exciter les plasmons de surface sur une surface lisse, comme illustré de manière schématique dans la figure.2.8. Grâce à l'absence d'espace d'air, ou à sa négligeable épaisseur, le champ évanescence peut pénétrer directement la surface métallique pour exciter les plasmons de surface, même avec une épaisseur de seulement 45 nm. Cette configuration de Kretschmann est principalement utilisée pour les techniques de bio sensibilité[41].

Configurations d'Otto" : Otto a décrit en 1968[42] un autre processus d'excitation des plasmons de surface sur une surface lisse, comme représenté dans la figure.2.8. Si l'angle d'incidence ( $\theta$ ) dépasse l'angle critique, le champ évanescent peut pénétrer dans l'espace entre l'air et le prisme. Le SPP s'associe au champ électromagnétique sur la surface métallique, et l'impulsion du champ évanescent augmente à  $k_{SP}$ . Cela permet de mesurer la composante x de la constante de propagation de l'onde évanescente à l'interface diélectrique-métallique[43].

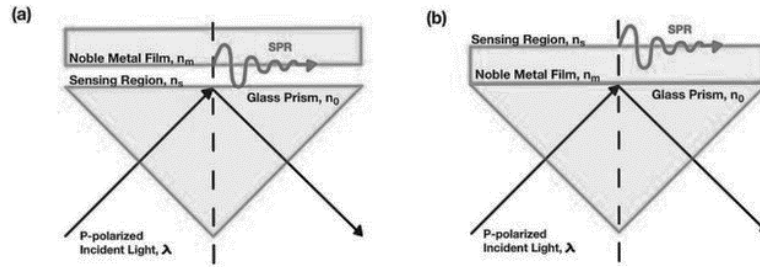


Figure.2. 8 représentation schématique a) la configuration d'Otto; b) la configuration de Kretschmann[44].

La méthode de réflexion totale atténuée peut également être utilisée pour exciter des plasmons de surface couplés sur des films métalliques minces. Le couplage d'une lumière dans un plasmon de surface symétrique ou antisymétrique supporté par un film mince peut être théoriquement atteint dans une géométrie similaire à la géométrie d'Otto (figure.2.8), dans laquelle le métal semi-infini est remplacé par un film métallique mince[45].

Nous examinerons la situation où la lumière est réfléchi depuis une surface métallique recouverte d'un milieu diélectrique ( $\epsilon_{pr} > 1$ ), par exemple avec un prisme en verre à demi-cylindre ou demi-cube comme BK7,SF10, SF11....etc. Les composantes x et z du vecteur d'onde dans le prisme sont données par :

$$k_x^p = \sqrt{\epsilon_p} \frac{\omega}{c} \sin \theta_p = n_p \frac{\omega}{c} \sin \theta_p \quad II\ 153$$

$$k_z^p = \sqrt{\epsilon_p} \frac{\omega}{c} \cos \theta_p = n_p \frac{\omega}{c} \cos \theta_p \quad II\ 154$$

L'indice  $p$  signifie prisme

La condition de résonance de la lumière dans (un système de trois niveaux : prisme /métal/air) le prisme avec le plasmon de surface à l'interface métal(1)/air(2) (configuration Kretschmann-Raether) est [14]:

$$k_x^p = k_x^{sp} \quad II\ 155$$

$$\sqrt{\epsilon_p} \frac{\omega}{c} \sin \theta_p = \sqrt{\left(\frac{\tilde{\epsilon}_1 \tilde{\epsilon}_2}{\tilde{\epsilon}_1 + \tilde{\epsilon}_2}\right)} \frac{\omega}{c} \quad II\ 156$$

**2.3.5 Modèle à trois couches Prisme|Métal|Diélectrique (milieu étudié)**

L'interaction entre une onde lumineuse et un plasmon de surface dans la méthode ATR peut être étudiée en utilisant la théorie de réflexion multicouche de Fresnel. Nous présentons ici une analyse de la réflectivité pour la géométrie de Kretschmann de la méthode ATR. En supposant une onde plane incidente et une structure prisme-métal-diélectrique infinie dans le plan y-z (Figure 2.9), l'amplitude de la lumière réfléchie  $A_R$  peut être exprimée comme suit [46][47] :

$$A_R = r_{p12} A_I = |r_{p12}| e^{i\varphi} A_I \quad \text{II 157}$$

Où  $A_I$  est l'amplitude de l'onde lumineuse incidente,  $r_{pmd}$  est un coefficient d'amplitude de réflexion et  $\varphi$  est le déphasage, l'amplitude de la réflexion soit [14][35] :

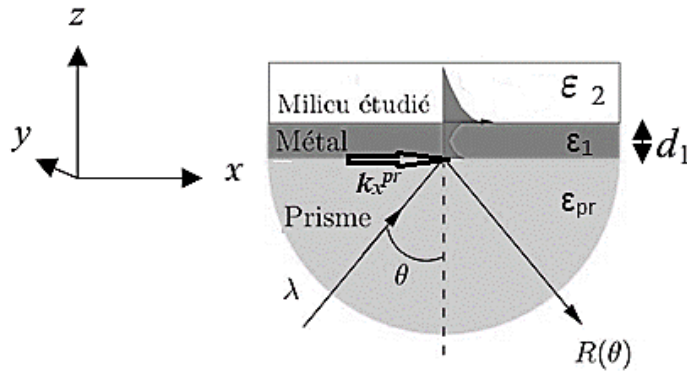


Figure.2. 9 Schéma de principe du coupleur ATR : type Kretschmann-Raether [14]

$$r_{p12} = \frac{r_{p1} + r_{12} e^{2ik_{z1}d_1}}{1 + r_{p1}r_{12} e^{2ik_{z1}d_1}} \quad \text{II 158}$$

$$k_{iz} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \epsilon_i - k_x^2} \quad \text{II 159}$$

Pour la polarisation TM  $r_{ij} = \frac{\epsilon_j k_{iz} - \epsilon_i k_{jz}}{\epsilon_j k_{iz} + \epsilon_i k_{jz}} \quad \text{II 160}$

Pour la polarisation TE  $r_{ij} = \frac{k_{iz} - k_{jz}}{k_{iz} + k_{jz}} \quad \text{II 161}$

Où les indices en exposant "i" et "j" représente les niveaux prisme, milieu 1 (métal) ou milieu 2 (étudié). La réflectivité (coefficient de réflexion de puissance) de la structure R est alors [11][47]:

$$R = |r_{p12}|^2 \quad \text{II 162}$$

En supposant que la permittivité du métal  $\epsilon_m$  obéit aux conditions  $|\epsilon'_m| \gg n_d$  et  $|\epsilon'_m| \gg \epsilon'_m$ , l'équation de réflectivité (II.160) peut être développée autour de la valeur résonante de  $k_z$ , ce qui donne une approximation lorentzienne (par rapport à  $k_z$ ) de la réflectivité [11].

$$R(k_z) = 1 - \frac{4Im[\beta^{SP0}]Im[\Delta\beta]}{(k_z - Re[\beta^{SP}])^2 + (Im[\beta^{SP0}] + Im[\Delta\beta])^2} \quad \text{II 163}$$

Ou



$$\beta^{SP} = \beta^{SP_0} + \Delta\beta \quad II\ 164$$

$$\beta^{SP_0} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad II\ 165$$

$$\Delta\beta = r_{p1} e^{2ik_{z1}d_1} 2 \frac{\omega}{c} \left( \frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{3/2} \frac{1}{\epsilon_m - \epsilon_d} \quad II\ 166$$

Le terme  $\Delta\beta$  décrit l'effet du prisme, en tant que quantité complexe, possède une partie réelle qui perturbe la partie réelle de la constante de propagation d'un plasmon de surface sur l'interface d'un diélectrique semi-infini et d'un métal, et une partie imaginaire qui entraîne un amortissement supplémentaire du plasmon de surface en raison de la sortie d'une partie du champ dans le prisme[11,46]. La réponse du capteur SPR est donné suivant la figure (2.10).

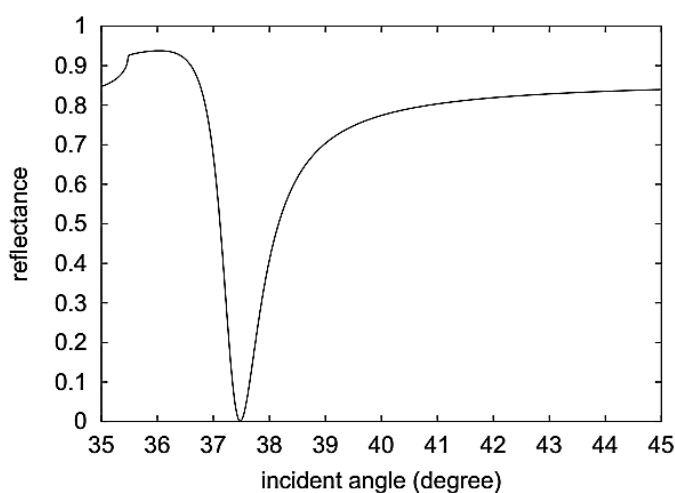


Figure.2.10 Courbe SPR pour SF10 ( $n = 1,723$ ) or ( $d=50\text{ nm}$ ,  $n_1 = 0,1726+i*3,4218$ ) | air( $n_2 = 1,0$ ) pour la lumière laser He-Ne (633 nm)[14].

### 2.3.6 Calcul général du modèle à N couches

Le profil de l'intensité du champ électrique pour la lumière incidente sur un système multicouche a joué un rôle important dans l'analyse de divers types de spectroscopie, en particulier la spectroscopie de réflexion. Il représente la variation de l'intensité du champ électrique à la surface des métaux en fonction de l'angle d'incidence de la lumière, et cela a été largement utilisé pour l'analyse de films minces ou d'adsorbants sur des métaux et pour la spectroscopie à réflexion totale atténuée (ATR)[14][43].

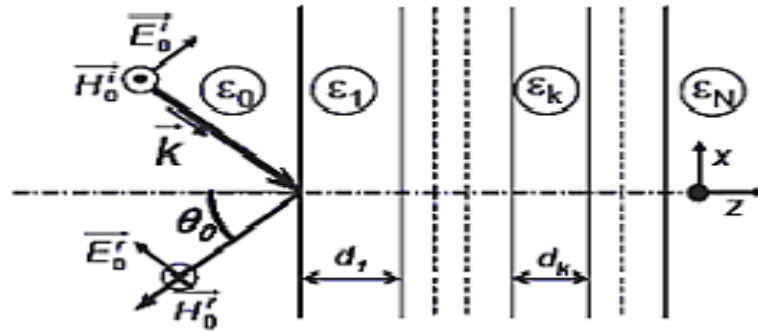


Figure.2. 11 Système N-layer de base pour décrire la méthode de matrice de transfert[48]

Pour cette structure, nous voulons trouver une expression qui nous permette de déterminer les amplitudes des ondes dans chaque couche ainsi que les coefficients de Fresnel pour toute la structure en fonction de l'amplitude de l'onde incidente. Pour cela, nous utiliserons la même méthode que celle utilisée dans la section précédente pour une seule couche, qui peut être généralisée pour tout système multicouche[11].

### 2.3.6.1 Matrice de transfert

Nous utiliserons la formulation matricielle pour résoudre les amplitudes du champ électrique de tout milieu stratifié isotrope. Lorsque le nombre de couches est trop important, l'analyse devient très compliquée en raison du nombre d'équations impliquées. Pour cette raison, nous utiliserons une nouvelle méthode matricielle qui est une approche systématique pour les problèmes de ce type[49][50].

La méthode de la matrice de transfert est une technique mathématique utilisée pour analyser la propagation des ondes à travers un système multicouche. Elle consiste à représenter le système sous forme d'une séquence de matrices, chacune représentant la transformation de l'onde lorsqu'elle traverse une couche du système[51].

Rappelons qu'une onde de plasmon de surface se propage à l'interface de deux milieux ayant une constante diélectrique de signe opposé, c'est-à-dire un métal et un diélectrique. Cette onde de plasmon de surface est une onde polarisée TM (le champ électrique est parallèle au plan d'incidence et perpendiculaire à la surface de séparation entre les deux milieux, tandis que le champ magnétique est perpendiculaire au plan d'incidence et parallèle à la surface de séparation entre les deux milieux)[52].

Un système optique de base en couche N est montré à la figure.2.11. Les couches sont empilées le long de l'axe z. La couche moyenne arbitraire est définie par l'épaisseur  $d_k$ , la constante diélectrique  $\epsilon_k$ , la perméabilité  $\mu_k$  et l'indice de réfraction  $n_k$ . On suppose que toutes les couches sont uniformes, isotropes et non magnétiques[49,14].

La matrice caractéristique totale, les coefficients de réflexion et de transmission pour l'ensemble de la structure sont calculés. Les matrices bien connues d'Abelès relient les amplitudes de champ magnétique et électrique à l'entrée de chaque couche aux amplitudes équivalentes à une distance  $z$  dans la couche. Les champs tangentiels à la première limite  $z = z_1 = 0$  sont liés à ceux à la limite finale  $z = z_{N-1}$  par [52,50,53]:

$$\begin{bmatrix} H_{yk}^0 \\ -E_{xk}^0 \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} H_{yk}(z) \\ E_{xk}(z) \end{bmatrix} \quad II 167$$

Pour une structure multicouche, les amplitudes de champ à la première limite sont reliées à celles à la dernière limite par la matrice caractéristique totale :

Où  $H_{yk}^0$  et  $E_{xk}^0$ , sont respectivement les composants tangentiels des champs électriques et magnétiques à la limite de la première couche.  $H_{yk}(z)$  et  $E_{xk}(z)$  sont les champs correspondants à la limite de la couche  $N^{\text{ième}}$ . Ici,  $M$  est connu comme matrice de transfert caractéristique de la structure combinée et est donné par[51][54] :

$$M = \prod_{k=1}^{N-1} M_k = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad II 168$$

Ou,  $M_{11}$ ,  $M_{12}$ ,  $M_{21}$ ,  $M_{22}$  sont les composantes de la matrice de transfère, Avec

$$M_k = \begin{bmatrix} \cos \beta k & -i \sin \beta k / q_k \\ -i q_k \sin \beta k & \cos \beta k \end{bmatrix} \quad II 169$$

Ou

$$q_k = \left( \frac{\mu_k}{\varepsilon_k} \right)^{1/2} \cos \theta_k = \frac{(\varepsilon_k - n_0^2 \sin^2 \theta)^{1/2}}{\varepsilon_k} \quad II 170$$

Et

$$\beta_k = \frac{2\pi}{\lambda} n_k \cos \theta_k (z_k - z_{k-1}) = \frac{2\pi}{\lambda} d_k (\varepsilon_k - n_0^2 \sin^2 \theta)^{1/2} \quad II 171$$

Le coefficient de réflexion d'amplitude ( $r_p$ ) et de transmission peut être calculé comme suit [53]:

$$r_p = \frac{H_y^{ref}}{H_y^{inc}} = \frac{(M_{11} + M_{12} q_N) q_0 - (M_{21} + M_{22} q_N)}{(M_{11} + M_{12} q_N) q_0 + (M_{21} + M_{22} q_N)} \quad II 172$$

$$t_p = \frac{H_y^{tra}}{H_y^{inc}} = \frac{2q_0}{(M_{11} + M_{12} q_N) q_0 + (M_{21} + M_{22} q_N)} \quad II 173$$

$H_y^{inc}$ ,  $H_y^{ref}$ ,  $H_y^{tra}$  Représente les amplitudes des champs magnétiques incidents, réfléchis et transmis respectivement[53]. Enfin, la réflectivité ( $R$ ) et la transmission  $T$  est déterminée comme [51]:

$$R = |r_p|^2 \quad II 174$$

$$T = |t_p|^2 \quad II 175$$

### 2.3.7 Répartition du champ magnétique et électrique dans la structure

#### 2.3.7.1 Calcul des champs pour une seule couche

$$\begin{bmatrix} H_{y1}(z) \\ -E_{x1}(z) \end{bmatrix} = P_1(z) \begin{bmatrix} 1+r \\ (1-r)q_0 \end{bmatrix} H_y^{inc} \quad z_1 \leq z \leq z_2 \quad II 176$$

Ou  $P_1(z)$  est donnée par :

$$P_1(z) = \begin{bmatrix} \cos(k_0 n_1 z \cos \theta_1) & i * \sin(k_0 n_1 z \cos \theta_1) / q_1 \\ i * q_1 \sin(k_0 n_1 z \cos \theta_1) & \cos(k_0 n_1 z \cos \theta_1) \end{bmatrix} \quad II 177$$

L'amplitude incidente du champ magnétique peut être considérée comme une : Lorsque le champ magnétique est normalisé,  $H_y^{inc} = 1$ , mais lorsque le champ électrique est normalisé à l'amplitude du champ électrique d'incidence, le remplacement suivant est utilisé.  $H_y^{inc} = H_x^{inc} / q_0$  doit être injecté dans l'équation II.156

#### 2.3.7.2 Calcul des champs pour $N^{IEME}$ couche

$$\begin{bmatrix} H_{yk}(z) \\ -E_{xk}(z) \end{bmatrix} = P_k(z) \left( \prod_{l=k-1}^{N-1} P_l(z = z_l + d_l) \right) \begin{bmatrix} 1+r \\ (1-r)q_0 \end{bmatrix} H_y^{inc} \quad z_k \leq z \leq z_{k-1} \quad II 178$$

Toutes les formules pour les matrices caractéristiques et de propagation, ainsi que les coefficients de réflexion ou de transmission, sont valables pour la polarisation TE simplement en changeant l'expression  $q_k$  par  $p_k = \left( \frac{\epsilon_k}{\mu_k} \right)^{1/2} \cos \theta_k$  et de champs par  $\begin{bmatrix} E_{yk}(z) \\ H_{xk}(z) \end{bmatrix}$ .

## 2.4 Conclusion

Ce chapitre nous a plongés dans l'univers complexe et fascinant de la théorie électromagnétique de la lumière et de ses interactions avec les tissus biologiques. Nous avons exploré les fondements des équations de Maxwell, qui décrivent de manière exhaustive le comportement de la lumière en tant que champ électromagnétique. Cela nous a permis de comprendre comment les ondes électromagnétiques se propagent et interagissent avec les interfaces entre différents milieux, notamment grâce aux coefficients de Fresnel. En outre, nous avons abordé la théorie des plasmons, qui joue un rôle crucial dans la compréhension des interactions lumière-matière à l'échelle nanométrique, en examinant les conditions d'excitation.

Enfin, nous avons appliqué ces concepts pour calculer la réflectivité et étudier le champ évanescent à l'interface entre des matériaux, en utilisant la puissante méthode de la matrice de transfert. Cette méthode nous offre une perspective précieuse sur la manière dont la lumière est réfléchi et pénètre dans les matériaux, ce qui revêt une importance particulière dans le contexte des applications biomédicales.

## 2.5 Références bibliographiques

- [1] V. V. Tuchin, “Dictionary of Biomedical Optics and Biophotonics,” in *Dictionary of Biomedical Optics and Biophotonics*, SPIE, 2012. doi: 10.1117/PM217.ch1.
- [2] V. V. Tuchin, “Tissue Optics and Photonics: Light-Tissue Interaction,” *J. Biomed. Photonics Eng.*, no. June 2015, pp. 98–134, 2015, doi: 10.18287/jbpe-2015-1-2-98.
- [3] R. Splinter, *An Introduction to Biomedical Optics*, 1st Editio. CRC Press, 2006. doi: 10.1201/9781420011838.
- [4] L. Fodor and Y. Ullmann, *Aesthetic applications of intense pulsed light*, Second Edi. Cham: Springer International Publishing, 2019. doi: 10.1007/978-3-030-22829-3.
- [5] j. edison hernández sánchez, “assembly of a surface plasmon resonance (spr) spectrometer for the characterization of thin organic films,” pontificia universidade católica do rio de janeiro, rio de janeiro, brazil, 2013. doi: 10.17771/pucrio.acad.35147.
- [6] R. C. Thompson, *Optical Waves in Layered Media*, vol. 37, no. 1. 1990. doi: 10.1080/09500349014550171.
- [7] R. v. Baltz, “Plasmons and Surface Plasmons in Bulk Metals, Metallic Clusters, and Metallic Heterostructures,” pp. 303–338, 1997, doi: 10.1007/978-1-4615-5835-4\_11.
- [8] Z. Salamon and G. Tollin, *Surface plasmon resonance, theory*, 3rd ed. Elsevier Ltd., 2016. doi: 10.1016/B978-0-12-803224-4.00299-5.
- [9] Y. Li, “Optical Properties of Plasmonic Materials,” *Plasmonic Opt. Theory Appl.*, 2017, doi: 10.1117/3.2263757.ch1.
- [10] M. Born and E. Wolf, *Max Born, Emil Wolf - Principles of Optics\_ Electromagnetic Theory of Propagation Interference and Diffraction of Light (1981, Pergamon Pr)*, Seventh (e. The Pitt Building, Trumpington Street, Cambridge, United Kingdom, 1981.
- [11] J. Homola, “Electromagnetic Theory of Surface Plasmons,” no. July, 2006, pp. 3–44. doi: 10.1007/5346\_013.
- [12] A. Abdel Moez, M. A. Salem, H. A. Elmeleegi, and Z. S. Elmandouh, “Investigation of Structure, First Order Optical Susceptibility, Non-Linear Optical, Electrical Susceptibility Results, and IV Characterizations of Graphene Multilayer,” *Semiconductors*, 2023, doi: 10.1134/S1063782621060075.
- [13] J.-J. Greffet, “Introduction to Surface Plasmon Theory,” in *Springer Series in Optical Sciences*, vol. 167, 2012, pp. 105–148. doi: 10.1007/978-3-642-28079-5\_4.
- [14] M. Yamamoto, “sprtheory\_English Surface Plasmon Resonance (SPR) Theory Tutorial.pdf,” *Rev. Polarogr.*, vol. 48, no. 3, pp. 209–237, 2002, doi: 10.5189/revpolarography.48.209.
- [15] J. M. Jin, *Theory and Computation of Electromagnetic Field*. John Wiley & Sons, 2010. doi: 10.1002/9780470874257.
- [16] X. Wei, “Wave Reflection and Transmission at the Interface of Convective and Stably Stratified Regions in a Rotating Star or Planet,” *Astrophys. J.*, vol. 890, no. 1, p. 20, 2020, doi: 10.3847/1538-4357/ab66b5.
- [17] H. E. *OPTICS*, 4th ed., I. San Francisco, CA: Addison, Wesley, 2002.
- [18] W. Emery and A. Camps, “Chapter 2 - Basic Electromagnetic Concepts and Applications to Optical Sensors,” in *Introduction to Satellite Remote Sensing*, W. Emery and A. Camps, Eds. Elsevier, 2017, pp. 43–83. doi: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-809254-5.00002-6>.
- [19] C. J. R. Sheppard and F. Aguilar, “Fresnel coefficients for weak reflection, and the scattering potential for three-dimensional imaging,” *Opt. Commun.*, vol. 162, no. 4, pp. 182–186, 1999, doi: 10.1016/S0030-4018(99)00084-X.
- [20] R. M. A. Azzam, “Phase shifts that accompany total internal reflection at a dielectric–dielectric interface,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 21, no. 8, p. 1559, 2004, doi: 10.1364/josaa.21.001559.
- [21] C. K. Carniglia and L. Mandel, “Quantization of evanescent electromagnetic waves,” *Phys. Rev. D*, vol. 3, no. 2, pp. 280–296, 1971, doi: 10.1103/PhysRevD.3.280.
- [22] J. M. Vigoureux and R. Payen, “Interaction matière-onde évanescente de Fresnel. - III. Diffusion Raman au voisinage d’un dioptre plan,” *J. Phys.*, vol. 36, no. 12, pp. 1327–1340, 1975, doi: 10.1051/jphys:0197500360120132700.
- [23] J. M. Vigoureux, “De l’onde évanescente de fresnel au champ proche optique,” *Ann. la Fond. Louis Broglie*, vol. 28, no. 3–4, pp. 525–548, 2003.
- [24] M. Mosleh, M. Ranjbaran, and S. M. Hamidi, “Trace of evanescent wave polarization by atomic vapor spectroscopy,” *Sci. Rep.*, vol. 11, no. 1, pp. 1–9, 2021, doi: 10.1038/s41598-021-01264-9.
- [25] S. A. Ramakrishna, A. D. Armour, and I. Introduction, “Propagating and evanescent waves in absorbing media,” pp. 562–567, 2003, doi: 10.1119/1.1557301.
- [26] K. Sugawa *et al.*, “Refractive index susceptibility of the plasmonic palladium nanoparticle: Potential as the third plasmonic sensing material,” *ACS Nano*, vol. 9, no. 2, pp. 1895–1904, 2015, doi:

- 10.1021/nn506800a.
- [27] C. Gong and M. S. Leite, “Noble Metal Alloys for Plasmonics,” *ACS Photonics*, vol. 3, no. 4, pp. 507–513, 2016, doi: 10.1021/acsp Photonics.5b00586.
- [28] N. Sharma, A. Joy, A. K. Mishra, and R. K. Verma, “Fuchs Sondheimer–Drude Lorentz model and Drude model in the study of SPR based optical sensors: A theoretical study,” *Opt. Commun.*, vol. 357, pp. 120–126, Dec. 2015, doi: 10.1016/j.optcom.2015.08.092.
- [29] P. Jahanshahi, M. Ghomeishi, and F. R. M. Adikan, “Study on Dielectric Function Models for Surface Plasmon Resonance Structure,” *Sci. World J.*, vol. 2014, pp. 1–6, 2014, doi: 10.1155/2014/503749.
- [30] E. D. Palik, *Handbook of optical constants of solids*, Illustrée., vol. 1. 2012. doi: 10.1016/C2009-0-20920-2.
- [31] B. H. Nguyen and V. H. Nguyen, “Dispersion and attenuation of surface plasmon polariton at metal-dielectric interface,” *Adv. Nat. Sci. Nanosci. Nanotechnol.*, vol. 5, no. 3, 2014, doi: 10.1088/2043-6262/5/3/035002.
- [32] J. M. Pitarke, V. M. Silkin, E. V. Chulkov, and P. M. Echenique, “Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons,” *Reports Prog. Phys.*, vol. 70, no. 1, pp. 1–87, 2007, doi: 10.1088/0034-4885/70/1/R01.
- [33] B. A. Snopok, “Theory and Practical Application of Surface Plasmon Resonance for Analytical Purposes,” *Theor. Exp. Chem.*, vol. 48, no. 5, pp. 283–306, 2012, doi: 10.1007/s11237-012-9274-6.
- [34] A. Yang, D. Wang, W. Wang, and T. W. Odom, “Coherent Light Sources at the Nanoscale,” *Annu. Rev. Phys. Chem.*, vol. 68, no. June, pp. 83–99, 2017, doi: 10.1146/annurev-physchem-052516-050730.
- [35] J. Homola, “Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species,” *Chem. Rev.*, vol. 108, no. 2, pp. 462–493, 2008, doi: 10.1021/cr068107d.
- [36] Q. Zaman, “Surface Plasmon Resonance Spectroscopy for the Characterization of Nanoparticles, Organics Thin Films and 2-D Materials,” *ontificia Universidade Católica do Rio de Janeiro*, 2019. [Online]. Available: <https://www.maxwell.vrac.puc-rio.br/colecao.php?strSecao=resultado&nrSeq=35147@2>
- [37] Q. ZAMAN, “SURFACE PLASMON RESONANCE SPECTROSCOPY FOR THE CHARACTERIZATION OF NANOPARTICLES, ORGANIC THIN FILM AND 2-D MATERIALS,” *PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DO RIO DE JANEIRO*, Rio de Janeiro, Brazil, 2019. doi: 10.17771/PUCRio.acad.46145.
- [38] S. V. Boriskina *et al.*, “Losses in plasmonics: from mitigating energy dissipation to embracing loss-enabled functionalities,” *Adv. Opt. Photonics*, vol. 9, no. 4, p. 775, 2017, doi: 10.1364/aop.9.000775.
- [39] Y. Shi and H. K. Kim, “Loosely-bound low-loss surface plasmons in hyperbolic metamaterial,” *Nano Converg.*, vol. 5, no. 1, 2018, doi: 10.1186/s40580-018-0148-z.
- [40] E. Kretschmann and H. Raether, “Radiative Decay of Non Radiative Surface Plasmons Excited by Light,” *Zeitschrift für Naturforsch. - Sect. A J. Phys. Sci.*, vol. 23, no. 12, pp. 2135–2136, 1968, doi: 10.1515/zna-1968-1247.
- [41] E. Kretschmann, “Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen,” *Zeitschrift für Phys. A Hadron. Nucl.*, vol. 241, no. 4, pp. 313–324, 1971, doi: 10.1007/BF01395428.
- [42] A. Otto, “Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection,” *Zeitschrift für Phys.*, vol. 216, no. 4, pp. 398–410, 1968, doi: 10.1007/BF01391532.
- [43] A. Otto, “Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection,” *Zeitschrift für Phys. A Hadron. Nucl.*, vol. 216, no. 4, pp. 398–410, 1968, doi: 10.1007/BF01391532.
- [44] T. Treebupachatsakul, S. Shinnakerdchoke, and S. Pechprasarn, “Analysis of Effects of Surface Roughness on Sensing Performance of Surface Plasmon Resonance Detection for Refractive Index Sensing Application,” *Sensors*, vol. 21, no. 18, p. 6164, Sep. 2021, doi: 10.3390/s21186164.
- [45] Z. Huo, Y. Li, B. Chen, W. Zhang, X. Yang, and X. Yang, “Recent advances in surface plasmon resonance imaging and biological applications,” *Talanta*, vol. 255, no. December 2022, 2023, doi: 10.1016/j.talanta.2022.124213.
- [46] D. Barchiesi and A. Otto, “Excitations of surface plasmon polaritons by attenuated total reflection, revisited,” *Riv. del Nuovo Cim.*, vol. 36, no. 5, pp. 173–209, 2013, doi: 10.1393/ncr/i2013-10088-9.
- [47] Widayanti, K. Abraha, and A. B. S. Utomo, “Computational study of sensitivity enhancement in surface plasmon resonance (SPR) biosensors by using the inclusion of the core-shell for biomaterial sample detection,” *Biosensors*, vol. 8, no. 3, 2018, doi: 10.3390/bios8030075.
- [48] F. Abelès, “Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés,” *Ann. Phys. (Paris)*, vol. 12, no. 5, pp. 596–640, Apr. 1950, doi: 10.1051/anphys/195012050596.
- [49] A. B. Dahlin, “Plasmonic biosensors: An integrated view of refractometric detection,” *Adv. Biomed. Spectrosc.*, vol. 4, no. 0, pp. 1–293, 2011, doi: 10.3233/978-1-60750-966-0-i.

- [50] A. K. Sharma, “Plasmonic biosensor for detection of hemoglobin concentration in human blood: Design considerations,” *J. Appl. Phys.*, vol. 114, no. 4, 2013, doi: 10.1063/1.4816272.
- [51] S. Mohammad, A. Uddin, S. Shafayet, and C. Ehsan, “Numerical Analysis of a Highly Sensitive Surface Plasmon Resonance Sensor for SARS - CoV - 2 Detection,” *Plasmonics*, pp. 2025–2037, 2021, doi: 10.1007/s11468-021-01455-0.
- [52] R. Pilot, R. Signorini, C. Durante, L. Orian, M. Bhamidipati, and L. Fabris, “A review on surface-enhanced Raman scattering,” *Biosensors*, vol. 9, no. 2, 2019, doi: 10.3390/bios9020057.
- [53] A. Shalabney and I. Abdulhalim, “Electromagnetic fields distribution in multilayer thin film structures and the origin of sensitivity enhancement in surface plasmon resonance sensors,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 159, no. 1, pp. 24–32, 2010, doi: 10.1016/j.sna.2010.02.005.
- [54] S. Pandey, S. Singh, S. Agarwal, A. K. Sharma, and P. Lohia, “Optik Simulation study to improve the sensitivity of surface plasmon resonance sensor by using ferric oxide , nickel and antimonene nanomaterials,” *Optik (Stuttg.)*, vol. 267, no. July, p. 169757, 2022, doi: 10.1016/j.ijleo.2022.169757.

## **CHAPITRE 3**

---

# **LES PROPRIETES OPTIQUES DES TISSUS BIOLOGIQUES**

---



## Chapitre 03 : Les propriétés optiques des milieux biologiques

### 3 Introduction

L'interaction de la lumière avec le milieu biologique relève de l'optique biomédicale. Cependant, il est difficile de distinguer entre la lumière appliquée à un amas cellulaire dans une créature vivante et la lumière appliquée à une boîte de "Petri" (est un outil essentiel en microbiologie, utilisé pour cultiver des micro-organismes comme des bactéries et des champignons) [1]. Lorsque les contraintes de mise à l'échelle de la conception sont éliminées et que les technologies de diagnostic passent du stade « in vitro » au stade « in vivo », la différence devient encore plus confuse [2]. La miniaturisation est souvent l'étape critique pour passer du banc au patient [4]. La formulation théorique de l'interaction de la lumière avec les tissus repose sur des recherches portant sur le développement de la galaxie, ainsi que sur des concepts mathématiques élaborés pour décrire la façon dont la lumière stellaire se propage à travers les nuages de poussière galactique lors de son voyage vers la Terre [6].

Les effets de la lumière sur les tissus et les analytes biologiques sont provoqués par divers degrés d'absorption du rayonnement électromagnétique (REM), qui prend la forme d'énergie dominante avec des propriétés d'ondes et de particules [7]. Les photons à longue longueur d'onde contiennent moins d'énergie que les photons à courte longueur d'onde, selon la règle de Planck [8]. Les ondes radio, les micro-ondes, le rayonnement infrarouge, la lumière visible, le rayonnement ultraviolet et les rayons X représentent tous des manifestations du rayonnement électromagnétique (Figure.3.1). Le REM est généralement classé en fonction de la longueur d'onde [4]. Les effets de l'interaction lumière-tissu sont causés par l'absorption et l'excitation des photons [9].

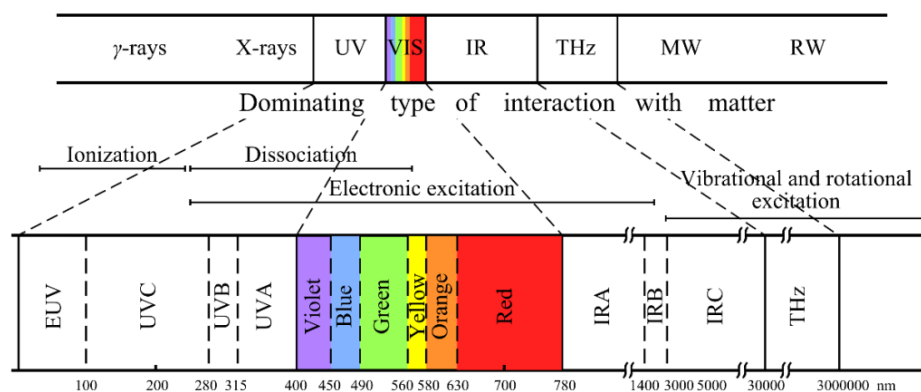


Figure.3. 1 Spectre électromagnétique et types d'interaction avec la matière [3]

### 3.1 Les effets de la lumière sur les tissus biologique

L'impact des photons sur les tissus dépend de trois facteurs principaux : la puissance lumineuse délivrée (densité de puissance optique), la longueur d'onde de la lumière et la durée d'exposition. La lumière visible, partie du spectre électromagnétique, peut inclure des sources lumineuses pulsées intenses. Pour appréhender les effets de la lumière sur les tissus, il est crucial de définir clairement quelques termes clés. [5,10]:

- Fluence (F) est la quantité d'énergie mesurée en joules (J) par unité de surface (en  $\text{cm}^2$ ) :  

$$F = J/\text{cm}^2$$
- La puissance (P) reflète la quantité d'énergie fournie pendant une période donnée :  $P = J/s$
- La longueur d'onde détermine l'absorption sélective de la lumière par une cible spécifique ainsi que la profondeur de pénétration des tissus.
- La taille de l'empreinte (emplacement de l'appareil) a une influence cruciale sur la pénétration de la lumière dans les tissus. Lors de l'utilisation d'un petit spot pour l'émission de lumière, seule une petite partie de la lumière atteindra les structures cibles profondes. Un encombrement plus important permet une plus grande pénétration de la lumière planaire et une plus grande efficacité. Pour une pénétration maximale de la lumière dans les structures du milieu de la peau, un point de 7 à 10 mm est nécessaire. Plus le point est grand, plus la profondeur de pénétration est grande.
- Lumière (longueur d'onde) d'excitation. Il existe deux types de lumière : pulsée et continue. Les dispositifs à lumière pulsée intense libèrent de la lumière en impulsions, ce qui permet d'endommager davantage les tissus.

La connexion qui permet à la peau et aux vaisseaux sanguins de refroidir entre les impulsions tout en conservant la chaleur à l'intérieur des cibles est le délai d'impulsion. Lorsque la durée de l'impulsion est inférieure au temps requis pour la relaxation thermique[8].

### 3.2 Propriétés optiques des tissus

Une fois que la lumière pénètre dans les tissus, les photons peuvent subir diverses interactions, notamment l'absorption, la diffusion, la redirection ou la perte d'énergie (Figure 3.2), ce qui se manifeste par des phénomènes d'absorption ou de diffusion [11]. La capacité de tissu pour absorber les photons est représenté par le paramètre  $\mu_a$  avec des unités par longueur (par mm ou par cm), qui est définie comme la probabilité par trajet unitaire la longueur qu'un photon

rencontrera un événement d'absorption[12]. Lorsqu'un événement d'absorption se produit, les photons incidents finissent par se dissiper, transformant leur énergie en d'autres formes, telles que la chaleur. Dans les événements où l'énergie est absorbée un corps comme un colorant fluorescent, une partie de celui-ci se transforme en photons émis à une plus longue longueur d'onde (énergie inférieure)[10,13].

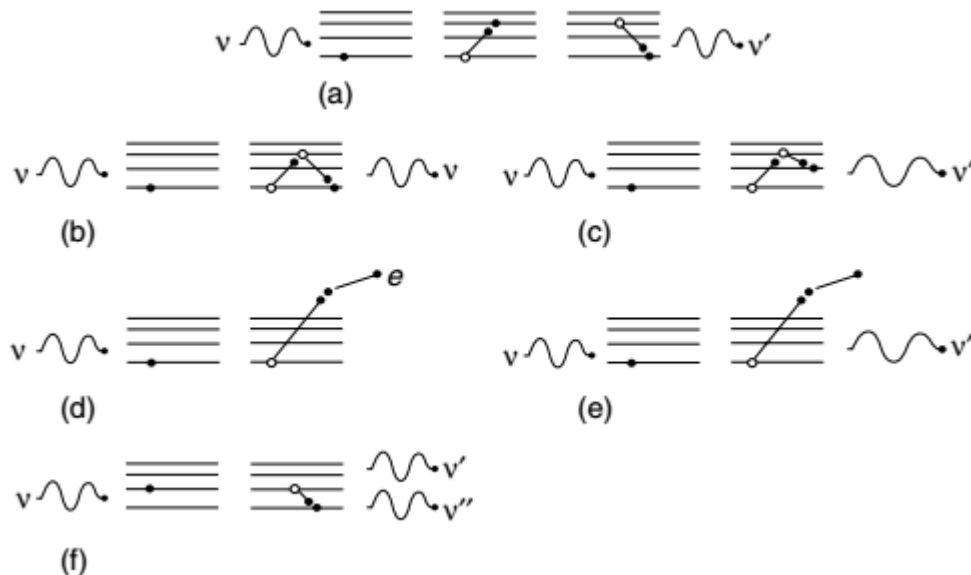


Figure.3. 2 : Schéma des différentes possibilités d'interaction lumière-atome : (a) absorption de résonance, (b) diffusion Rayleigh, (c) diffusion Raman, (d) effet photoélectrique, (e) diffusion Compton, et (f) émission stimulée[5].

### 3.2.1 Phénomène de diffusion

Dans ce cas, les photons ne perdent pas d'énergie mais changent plutôt de direction de propagation. Le coefficient de diffusion  $\mu_s$ , qui est également exprimé en unités de longueur (par mm ou par cm), mesure la probabilité qu'un photon rencontre un événement de diffusion par unité de longueur de trajet optique[6,11]. En général, la diffusion de Rayleigh peut représenter la diffusion de particules de tailles inférieures à la longueur d'onde du flux photonique d'entrée. La théorie de Mie peut être utilisée pour examiner les cas de dispersion lorsque la taille des particules est égale ou supérieure à la longueur d'onde[6,10,11].

### 3.2.2 Phénomène d'absorption

L'absorption de la lumière est un autre aspect clé de l'interaction entre la lumière et les tissus ou analyte, car elle contrôle la distance de pénétration de la lumière dans un milieu particulier[15]. La figure 3.3 illustre les coefficients d'absorption de nombreux composants clés des tissus en fonction de la longueur d'onde. L'eau (environ 70% du corps), les protéines, le sang entier, la

mélanine (pigments qui donnent la peau, les cheveux et la couleur des yeux), et l'épiderme (couche externe de la peau) sont parmi ces composants[10].

Lorsqu'un photon; la particule caractéristique d'une onde lumineuse, entre en collision avec un électron à l'intérieur d'un atome ou d'une molécule, l'action d'absorption par résonance lumineuse décrite à la figure 3.3 se produit. En absorbant toute l'énergie des photons, l'électron est stimulé à l'un des niveaux d'énergie discrets possibles. Ce n'est que si l'énergie des photons correspond parfaitement au changement d'énergie des électrons au nouveau niveau que cela se produit[15].

La fenêtre thérapeutique se réfère à la plage de longueurs d'onde de la lumière qui peut être utilisée pour produire un effet thérapeutique désiré sans causer de dommages aux tissus. Elle correspond à la capacité des différentes longueurs d'onde de la lumière à pénétrer les tissus, et elle s'étend généralement de 400 à 2000 nanomètres (nm). Cependant, la fenêtre thérapeutique pertinente se situe plus spécifiquement entre 600 et 950 nm[16]. Les paramètres précis de cette fenêtre optique font l'objet de débats, mais il est essentiel pour les chercheurs de prendre en compte la longueur d'onde d'excitation lorsqu'ils conçoivent des sondes biologiques ou des médicaments activés par la lumière. En général, la fenêtre thérapeutique a été subdivisée en trois fenêtres spectrales distinctes [17], [18]: la première fenêtre (650-950 nm), la deuxième fenêtre (1000-1350 nm) et la troisième fenêtre (1600-1870 nm). La région NIR entre 650 nm et 950 nm, connue comme la première fenêtre optique, permet une pénétration plus profonde dans les tissus que dans la région visible en raison d'une réduction de la diffusion[17]. La troisième fenêtre peut être utilisée pour l'imagerie en profondeur dans les tissus en raison d'une réduction de la diffusion. La technique utilisant cette fenêtre est appelée NIRS. L'imagerie par fluorescence in vivo dans la seconde fenêtre proche infrarouge (NIR-II) a été considérée comme une technique prometteuse pour la visualisation[6].

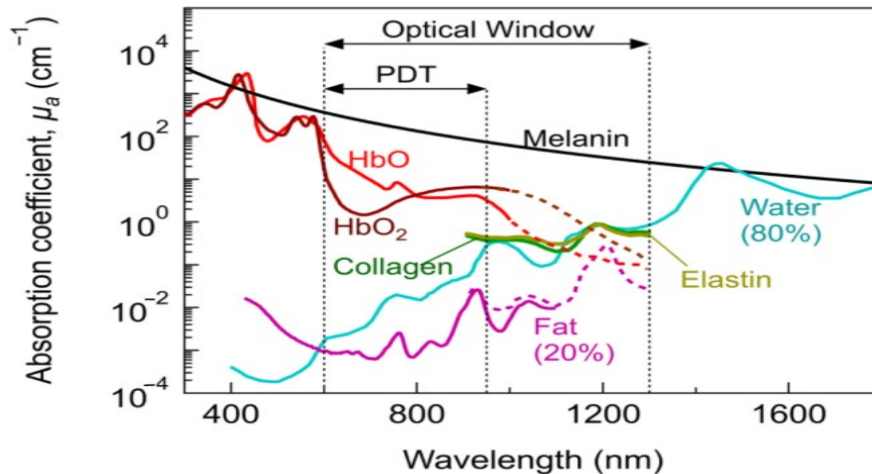


Figure.3. 3 Coefficients d'absorption de principaux composants tissulaires en fonction de la longueur d'onde[17]

En outre. La fenêtre thérapeutique permet les meilleures conditions pour visualiser ou traiter des régions de tissu dans un corps vivant par des moyens optiques. Notez que bien que les coefficients d'absorption des composants tissulaires tels que la mélanine, l'hémoglobine et l'épiderme soient plus grands que ceux de l'eau, elles ont des quantités relativement faibles par rapport à l'eau (sont présents en quantités bien inférieures à celle de l'eau dans les tissus vivants.) et représentent donc une quantité relativement faible d'absorption dans la fenêtre thérapeutique[1,11].

Les caractéristiques d'absorption de la lumière des tissus pour les régions au-delà de la fenêtre thérapeutique sont essentielles pour effectuer des opérations nécessitant une absorption de puissance optique importante, comme le perçage, la coupe, la liaison et l'ablation des tissus[10].

Un milieu absorbant la lumière absorbera une fraction de la lumière incidente par longueur de trajet incrémentielle. Le coefficient d'absorption  $\mu_a$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) est défini comme [11]:

$$\mu_a = -\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial L} \tag{III. 1}$$

Où T (sans dimension) est la fraction transmise ou survivante de la lumière incidente après une longueur de chemin incrémentielle  $\partial L$  (cm). Ce changement fractionnel  $\partial T/T$  par  $\partial L$  produit une diminution exponentielle de l'intensité de la lumière en fonction de l'augmentation de la longueur du chemin L [11]:

$$T = e^{-\mu_a d} = 10^{-eCd} = e^{-4\pi n d/\lambda} \tag{III. 2}$$

Où "d" la longueur de chemin optique (cm), "e" coefficient d'extraction molaire t ( $\text{cm}^{-1} \text{M}^{-1}$ ), "C" la concentration d'analyte ( $\text{mol L}^{-1}$ ). L'indice de réfraction complexe,  $\tilde{n} = n + jk$  comprend

l'indice de réfraction réel,  $n$  qui décrit le stockage d'énergie et affecte donc la vitesse de la lumière dans un milieu. L'indice de réfraction imaginaire ou coefficient d'extinction  $k$ , décrit la dissipation d'énergie et spécifie le coefficient d'absorption et  $\lambda$  la longueur d'onde[11].

$$\mu_a = 4\pi k / \lambda \quad \text{III. 3}$$

### 3.2.3 La loi de Beer-Lambert

L'absorption ou la réduction de l'irradiance d'une quantité d'énergie électromagnétique  $dI$  est, comme pour tout autre flux d'énergie ou de particules, directement proportionnelle à la quantité incidente  $I$  et à la distance sur laquelle l'absorption se produit ( $dx$ ), en fonction du facteur de proportionnalité  $\mu_a$ , qui est exprimé par : [10]:

$$I(x) = (1 - R)I_0 \exp(-\mu_a x) \quad \text{III. 4}$$

Exactement, où :  $0 \leq x \leq d$ ,  $I(x)$  est l'intensité à une distance  $x$  dans le tissu.  $I_0$  est l'intensité de la lumière incidente.  $\mu_a$  est le coefficient d'absorption du matériau.  $R$  est le coefficient de réflexion de Fresnel à la surface du tissu à une incidence de faisceau normale. Cette équation permet de décrire comment l'intensité de la lumière décroît à mesure qu'elle pénètre dans un matériau en raison de l'absorption et de la réflexion à la surface du matériau[11].

Dans la plupart des cas, la dépendance à la longueur d'onde du coefficient d'absorption est particulièrement prononcée lorsqu'il est spécifiquement déterminé en fonction des caractéristiques intrinsèques du matériau. Supposons qu'un milieu contient  $N$  différents types de molécules absorbantes, et que  $C_n$  soit la concentration du  $N$ ième type de molécule (mesurée en moles/litre) et  $e_n(\lambda)$  soit le coefficient d'absorption molaire (également connu sous le nom de coefficient d'extinction molaire), qui est mesuré en  $M^{-1} \text{ cm}^{-1}$ , où  $M$  est fourni en litres/mole. Le coefficient d'absorption est donc donné par [10]:

$$\mu_a = \ln(10) \sum_{n=1}^N C_n e_n(\lambda) \quad \text{III. 5}$$

### 3.2.4 La densité optique

La densité optique  $D(\lambda)$ , communément appelée absorbance, est une quantité utilisée en rapport avec l'absorption. Cette mesure décrit la quantité de lumière absorbée dans une substance sur une distance  $d$ . Utilisation des Eq. (III.1) et (III.2), cette valeur est définie pour l'absorption sur une distance  $d$  comme [10,19]:

$$D(\lambda) = \ln \frac{I(d)}{I_0} = \mu_a d = \ln(10) \sum_{n=1}^N C_n e_n(\lambda) * d \quad \text{III. 6}$$

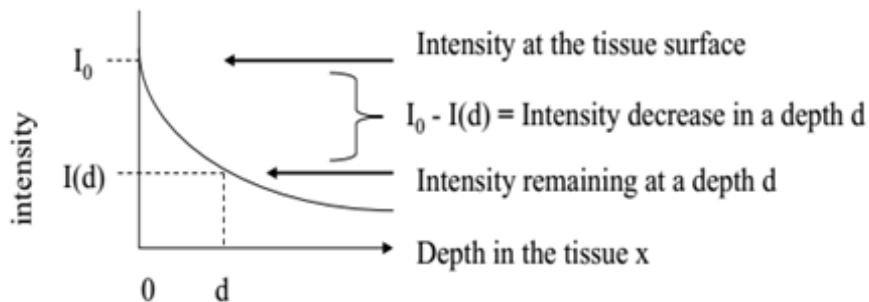


Figure.3. 4 Absorption de photons en fonction de la distance  $x$  que la lumière pénètre dans un tissu[10].

Pour une densité optique plus grande, une plus grande puissance optique est atténuée lorsqu'un faisceau se propage à travers un médium. L'inverse du coefficient d'absorption est appelé la profondeur de pénétration ou la longueur d'absorption  $L_a$  [10].

$$L_a = 1/\mu_a \quad \text{III. 7}$$

Les caractéristiques optiques d'un tissu jouent un rôle prépondérant dans les applications à la fois diagnostiques et thérapeutiques de la lumière. La capacité de la lumière à traverser un tissu, à interagir avec ses composants, puis à ressortir du tissu pour être détectée est fondamentale pour les applications de diagnostic. La capacité de la lumière à pénétrer dans un tissu et à déposer de l'énergie grâce aux propriétés d'absorption optique du tissu est essentielle aux applications thérapeutiques. Ainsi, spécifier les propriétés optiques d'un tissu est la première étape pour concevoir correctement des dispositifs, interpréter des mesures diagnostiques ou planifier des protocoles thérapeutiques. La deuxième étape consiste à utiliser les propriétés optiques dans un modèle de transport de lumière pour prédire la distribution de la lumière et le dépôt d'énergie[5, 10, 11].

Les propriétés optiques d'un tissu sont décrites en termes de coefficient d'absorption,  $\mu_a$  ( $\text{cm}^{-1}$ ), de coefficient de diffusion,  $\mu_s$  ( $\text{cm}^{-1}$ ), de fonction de diffusion  $p(\theta, \psi)$  ( $\text{sr}^{-1}$ ) où  $\theta$  est l'angle de déviation de la diffusion et  $\psi$  est l'angle azimutal de diffusion, et  $n$  l'indice de réfraction du tissu[11].

Dans le cas d'étude des tissus biologique basé sur les plasmons de surface la diffusion généralement est négligeable. La principale raison pour laquelle la diffusion est négligée ou minimisée est que la technique SPR est conçue pour fonctionner dans des conditions où les effets de diffusion sont négligeables ou n'interfèrent pas de manière significative avec les mesures.

### 3.3 Etude des analytes biologiques

Les maladies du sang peuvent être détectées en analysant les taux d'hémoglobine et de glucose. L'hémoglobine A1c (HbA1c) est un moyen éprouvé des maladies de sang et de surveiller la prise en charge du diabète sucré à long terme qui détermine la glycémie moyenne d'une personne au cours des deux à trois mois précédents. L'étude du glucose et de l'hémoglobine aide les médecins à déterminer si un patient est atteint de diabète sucré ou, chez les patients qui ont déjà été diagnostiqués, si leur diabète sucré est sous contrôle[20].

#### 3.3.1 Exemple 01 : L'hémoglobine (Hb)

L'hémoglobine (Hb), un type de protéine globuline qui contient de l'hémine, a fait l'objet de recherches approfondies, mais demeure mal comprise. Il a joué un rôle central dans les premiers jours de la cristallographie des rayons X. Les investigations structurelles ont produit une mine d'informations, révélant des mécanismes moléculaires fascinants sous-jacents aux fonctions physiologiques de l'hémoglobine[21].

Chez la plupart des vertébrés, Hb est un tétramère, composé de deux sous-unités  $\alpha$  ( $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ ) et deux sous-unités  $\beta$  ( $\beta_1$  et  $\beta_2$ ) qui sont structurellement similaires et de même taille (Figure.3.5)[21].

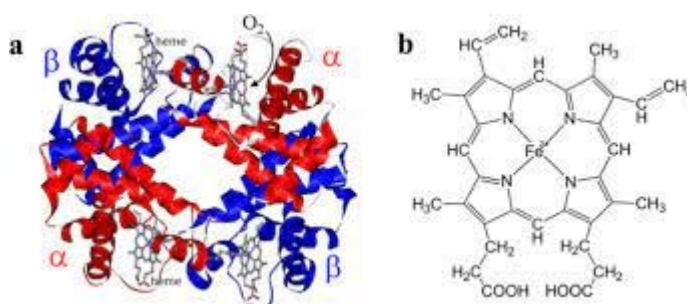


Figure.3. 5. Structure moléculaire de l'hémoglobine humaine adulte (HbA) : en rouge, la sous-unité  $\alpha$  ; en bleu, la sous-unité  $\beta$ [21]

L'hémoglobine humaine est composée de quatre sous-unités, constituées de chaînes de  $\alpha$  et de  $\beta$  globines. Chaque chaîne de globines est étroitement associée à un noyau de porphyrine, avec un ion de fer (Fe (II)) coordonné au centre de l'anneau. La liaison contrôlée et la libération d'oxygène à l'ion Fe (II), ajustée en fonction de la pression partielle de l'oxygène dissous dans le sang, permettent à l'hémoglobine de fonctionner comme un porteur d'oxygène, transportant



l'oxygène des poumons aux tissus[22]. Chez les patients atteints de lymphome, l'anémie a été défini en fonction de la concentration d'hémoglobine (Hb) à 115 g/dl, avec des classifications en légère (110-115 g/L), modérée (80-109 g/L) et sévère (moins de 8 g/dL)[11].

Pour les enfants souffrant de leucémie lymphoblastique aiguë, le niveau moyen d'Hb est de 80 g/L. Les individus présentant des niveaux d'Hb plus élevés au moment du diagnostic (80 g/L) semblaient présenter un risque accru de résultats médiocres par rapport à ceux dont les niveaux d'Hb étaient plus bas (inférieurs à 80 g/L).

En ce qui concerne la leucémie MLL-AF4, un niveau moyen d'Hb est de 75 g/L, tandis que pour la leucémie avec un caryotype hyperdiploïde, le niveau moyen d'Hb était de 76 g/L.

De nombreuses études ont été menées pour détecter l'hémoglobine à l'aide de diverses techniques, comme la méthode d'oxymétrie de pouls multi-longueurs d'onde, la méthode spectro-photométrique combinée avec la numération des globules rouges (RBC), la méthode de décalage de longueur d'onde résonante et d'autres approches. Les méthodes utilisées pour la détection de l'hémoglobine sont semblables à celles utilisées dans des études antérieures axées sur la détection du glucose. Bien que ces méthodes aient des paramètres spécifiques différents, elles partagent des paramètres généraux communs, y compris la résolution ou la précision dans la mesure de la concentration d'hémoglobine. La méthode de résonance plasmonique de surface (SPR) se distingue notamment par une résolution nettement supérieure, 23 fois plus précise que les autres méthodes.

L'indice de réfraction de l'hémoglobine dans la plage visible peut être décrit par[23,24] :

$$\tilde{n}_{Hb} = n + ik \quad \text{III. 8}$$

La partie réelle varie linéairement avec la concentration d'hémoglobine ( $C_{Hb}$ ) et peut être écrit sous la forme de l'expression de Barer comme[23,25] :

$$n = n_0 + \alpha C_{Hb} \quad \text{III. 9}$$

L'indice de réfraction de l'hémoglobine à zéro concentration, noté  $n_0$  (cas de l'eau, illustré dans la figure 3.6), est un paramètre important. L'incrément de réfraction spécifique, représenté par  $\alpha$ , intervient également.

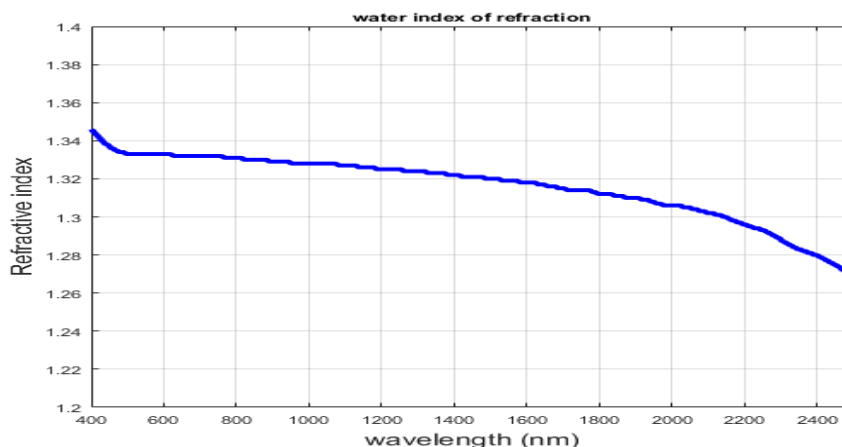


Figure.3.6. Plot de l'indice de réfraction de l'eau

L'équation de variation de l'indice de réfraction de l'hémoglobine en fonction de la longueur d'onde (Figure 3.7.) est formulée par Friebel sous la forme suivante :[25]:

$$n(\lambda, C_{Hb}) = n_{H_2O} * [\beta(\lambda) * C_{Hb} + 1] \quad \text{III. 10}$$

Où  $\beta(\lambda)$  est un incrément réfractif spécifique dépendant de la longueur d'onde.

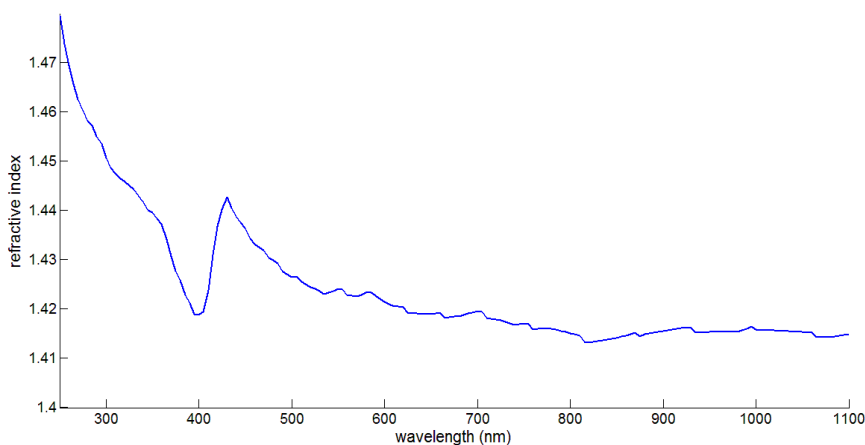


Figure.3. 7. Plot de la partie réelle d'indice de réfraction d'hémoglobine à 150 g/l

La partie imaginaire (k) de l'indice de réfraction variant avec la concentration d'hémoglobine peut être calculée à n'importe quelle longueur d'onde en utilisant les données correspondantes pour le coefficient d'extinction molaire mesuré par Prahl [26][23].

$$k_{Hb} = \mu_{a Hb} \lambda / 4\pi \quad \text{III. 11}$$

Les tailles des molécules d'hémoglobine sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde de sorte que la diffusion peut être négligée alors nous utilisons que relation d'absorption [26]:

$$\mu_{a Hb} = 2,303 * e(\lambda) * C_{Hb} / M_{Hb} \quad \text{III. 12}$$

Où  $\mu_a$  est le coefficient d'absorption en  $\text{cm}^{-1}$ ,  $e$  est le coefficient d'extinction molaire (Figure 3.8.) et  $M_{Hb}$  est la masse molaire de l'hémoglobine.

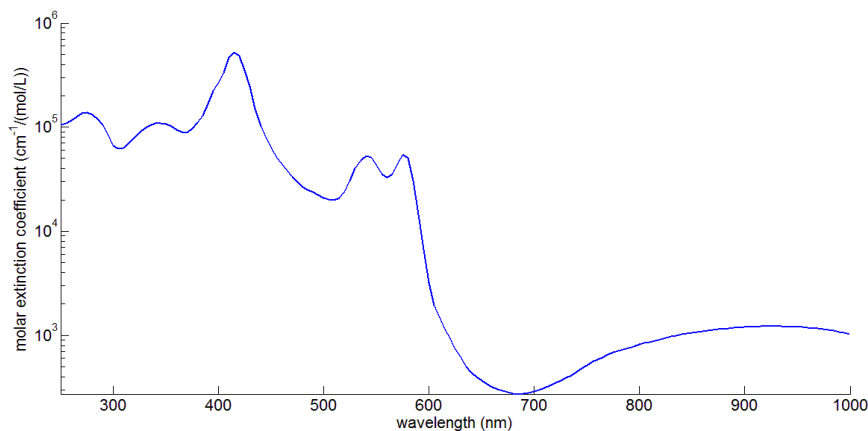


Figure.3. 8. Plot de coefficient d'extinction molaire de l'hémoglobine

La densité optique de l'hémoglobine (DO) a une relation logarithmique avec la transmission ( $T = I / I_0$ ) et exprime l'absorption de lumière en fonction de la concentration d'hémoglobine, suivant la loi de Beer-Lambert[27] :

$$DO = -\log\left(\frac{I}{I_0}\right) = e(\lambda) C_{Hb} d \quad \text{III. 13}$$

Où :  $I_0$  est l'intensité lumineuse de la lumière incidente,  $I$  est l'intensité lumineuse de la lumière transmise,  $e$  est le coefficient d'extinction molaire de l'hémoglobine,  $C_{Hb}$  est la concentration d'hémoglobine.  $L$  est la longueur du trajet de la lumière à travers l'analyte [27]. La figure (3.9) présente le tracé de l'absorbance de l'hémoglobine avec la variation de concentration.

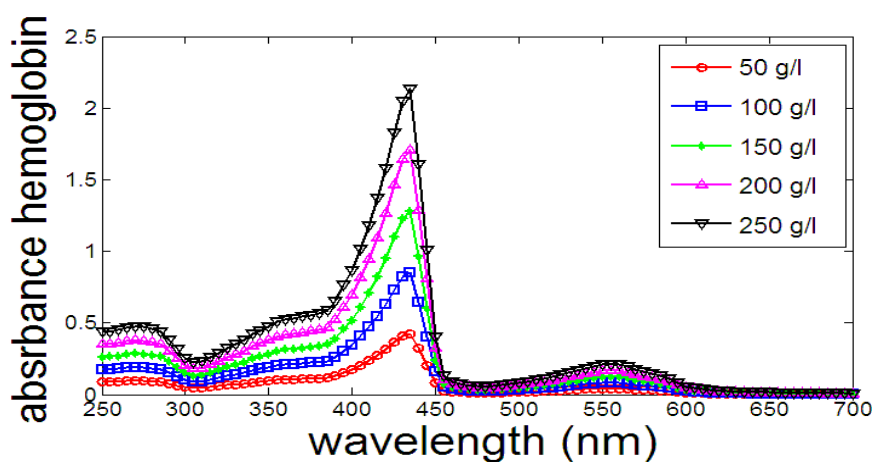


Figure.3. 9. Plot de l'absorbance d'hémoglobine pour différentes concentrations

### 3.3.2 Exemple 02 : Le glucose

Le glucose est une biomolécule avec une variété de propriétés chimiques et physiques, dont certaines sont liées à ses caractéristiques optiques et à son utilisation dans la détection optique. Le diabète est une maladie métabolique chronique caractérisée par des taux élevés de glucose dans le sang (sucre dans le sang), qui cause de graves dommages au cœur, aux yeux, aux reins et au système neurologique[28]. Le glucose est un élément nécessaire pour notre corps en tant qu'intermédiaire métabolique et source d'énergie, mais une forte concentration de glucose provoque des problèmes importants dans notre corps tels que la cécité, les maladies rénales, les maladies cardiaques [29]. Le glucose est une substance optiquement active (c'est-à-dire chirale), donc lorsqu'un faisceau polarisé linéairement le traverse, les composants polarisés circulairement gauche et droit présentent des indices de réfraction différents et des vitesses de propagation différentes[30].

Bien qu'il soit habituel de surveiller les niveaux de glucose dans le sang, il est tout aussi essentiel de surveiller les niveaux de glucose dans l'urine afin de prévenir les maladies rénales chroniques. La glycosurie rénale se caractérise par une augmentation de la concentration de glucose dans l'urine. Le corps humain n'a pas de taux de glucose allant de 0 à 15 mg/dl. En raison de la glycosurie, les niveaux de glucose dans l'urine augmentent, avec une gamme moyenne de 165 à 180 mg par décilitre (mg / dl). Encore une fois, l'hypoglycémie est définie comme une faible concentration de glucose dans le sang de moins de 40 mg / dl, et l'hyperglycémie est définie comme une valeur de glucose élevée de 279 à 360 mg / dl[31].

Plusieurs expériences ont été entreprises pour détecter le glucose en utilisant diverses approches[32]. Ces avantages positionnent les techniques optiques comme une alternative potentielle aux méthodes traditionnelles de surveillance du glucose, avec des avantages tels que la non-invasive, la surveillance continue et la précision[33]. Les techniques optiques SPR sont une approche prometteuse pour la détection du glucose, avec une sensibilité élevée, une détection sans étiquette, une miniaturisation et un large potentiel d'application[34].

L'indice de réfraction du liquide augmente linéairement, ainsi la valeur de l'indice de réfraction peut être certainement associée au pourcentage de sucre. L'indice de réfraction de la solution aqueuse de tout glucide peut être calculé en utilisant la relation suivante [35] :

$$n = n_w + aC$$

III. 14

Où  $n_w$  l'indice de réfraction de l'eau (25°C),  $\alpha$  est un incrément spécifique d'une réfraction égale à 0,00143,  $C$  est une concentration de sucre en g/100 ml. En outre Yen-Liang [30] découvre qu'il existe un lien linéaire (Figure 3.10) entre l'indice de réfraction moyen et les taux de glucose donné par l'expression suivante.

$$n_{Gl} = 0,00011889.C + 1,33230545 \quad \text{III. 15}$$

Où  $C$  est la concentration du glucose en g/l.

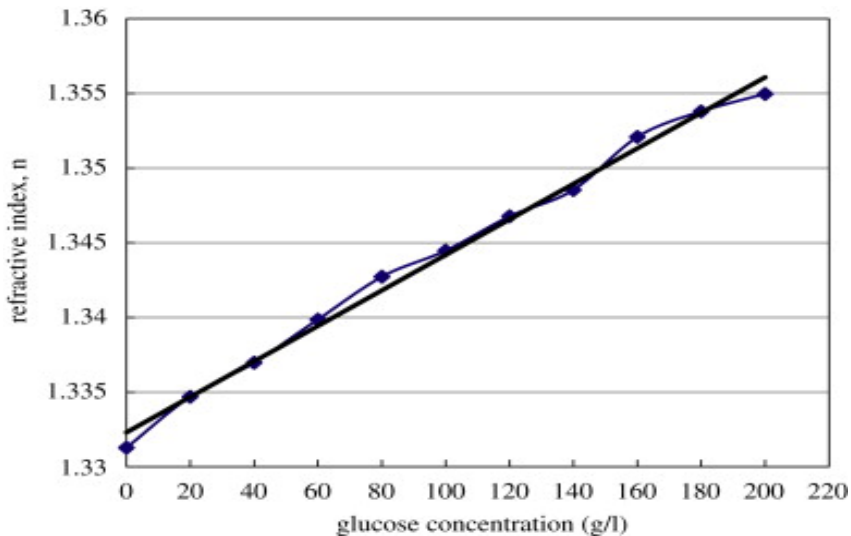


Figure.3. 10 Variation de l'indice de réfraction moyen avec la concentration de glucose[30]

### 3.4 Conclusion

Les interactions complexes entre la lumière et les tissus biologiques sont influencées par une multitude de facteurs, notamment la composition chimique des tissus, la longueur d'onde de la lumière et l'angle d'incidence, parmi d'autres. Une compréhension approfondie de ces interactions revêt une importance cruciale pour de nombreuses applications dans les domaines médicaux et scientifiques.

Ce chapitre nous a permis d'explorer en détail les caractéristiques optiques des tissus biologiques, en mettant en évidence le rôle essentiel de l'hémoglobine, dont l'absorption dans le spectre visible est limitée, ainsi que celui du glucose, qui présente une absorption insignifiante. À l'aide de modèles mathématiques, nous avons analysé comment ces propriétés optiques peuvent être exploitées pour démontrer la sensibilité de détection du capteur proposé.

Les connaissances acquises sur les caractéristiques optiques des tissus biologiques ouvrent la voie à de nombreuses applications potentielles, notamment dans les domaines de la recherche

biomédicale, du développement de dispositifs médicaux novateurs, de l'avancement de la télémédecine et même dans l'industrie.

### 3.5 Références bibliographiques

- [1] R. Splinter, *An Introduction to Biomedical Optics*, 1st Editio. CRC Press, 2006. doi: 10.1201/9781420011838.
- [2] A. C. S. Talari, Z. Movasaghi, S. Rehman, and I. U. Rehman, “Raman spectroscopy of biological tissues,” *Appl. Spectrosc. Rev.*, vol. 50, no. 1, pp. 46–111, 2015, doi: 10.1080/05704928.2014.923902.
- [3] V. V. Tuchin, “Tissue Optics and Photonics: Light-Tissue Interaction,” *J. Biomed. Photonics Eng.*, no. June 2015, pp. 98–134, 2015, doi: 10.18287/jbpe-2015-1-2-98.
- [4] V. V. Tuchin, “Tissue Optics and Photonics: Biological Tissue Structures,” *J. Biomed. Photonics Eng.*, vol. 1, no. 1, pp. 3–21, 2015, doi: 10.18287/jbpe-2015-1-1-3.
- [5] R. Splinter and B. A. Hooper, *An Introduction to Biomedical Optics*. Taylor & Francis, 2006. [Online]. Available: [https://books.google.dz/books?id=e\\_8pHJroXZwC](https://books.google.dz/books?id=e_8pHJroXZwC)
- [6] A. N. Bashkatov *et al.*, “Measurement of tissue optical properties in the context of tissue optical clearing,” *J. Biomed. Opt.*, vol. 23, no. 09, p. 1, 2018, doi: 10.1117/1.jbo.23.9.091416.
- [7] C. Ash, M. Dubec, K. Donne, and T. Bashford, “Effect of wavelength and beam width on penetration in light-tissue interaction using computational methods,” *Lasers Med. Sci.*, vol. 32, no. 8, pp. 1909–1918, 2017, doi: 10.1007/s10103-017-2317-4.
- [8] B. Fan *et al.*, “The Molecular Mechanism of Retina Light Injury Focusing on Damage from Short Wavelength Light,” *Oxid. Med. Cell. Longev.*, vol. 2022, pp. 1–14, Apr. 2022, doi: 10.1155/2022/8482149.
- [9] C. Ash, M. Dubec, K. Donne, and T. Bashford, “Effect of wavelength and beam width on penetration in light-tissue interaction using computational methods,” *Lasers Med. Sci.*, vol. 32, no. 8, pp. 1909–1918, Nov. 2017, doi: 10.1007/s10103-017-2317-4.
- [10] G. Keiser, *Biophotonics: Concepts to Applications*, Second Edi. Singapore: Springer Nature Singapore, 2016. doi: 10.1007/978-981-19-3482-7.
- [11] S. L. Jacques, “Corrigendum: Optical properties of biological tissues: a review,” *Phys. Med. Biol.*, vol. 58, no. 14, pp. 5007–5008, Jul. 2013, doi: 10.1088/0031-9155/58/14/5007.
- [12] M. S. Patterson, S. Andersson-Engels, B. C. Wilson, and E. K. Osei, “Absorption spectroscopy in tissue-simulating materials: a theoretical and experimental study of photon paths,” *Appl. Opt.*, vol. 34, no. 1, p. 22, 1995, doi: 10.1364/ao.34.000022.
- [13] L. Fodor and Y. Ullmann, *Aesthetic applications of intense pulsed light*, Second Edi. Cham: Springer International Publishing, 2019. doi: 10.1007/978-3-030-22829-3.
- [14] A. N. Bashkatov *et al.*, “Measurement of tissue optical properties in the context of tissue optical clearing,” *J. Biomed. Opt.*, vol. 23, no. 09, p. 1, Aug. 2018, doi: 10.1117/1.JBO.23.9.091416.
- [15] S. L. Jacques, “Optical properties of biological tissues: a review,” *Phys. Med. Biol.*, vol. 58, no. 11, pp. R37–R61, Jun. 2013, doi: 10.1088/0031-9155/58/11/R37.
- [16] V. V. Tuchin, “Creation of new diagnostic/therapeutic windows in tissues: From UV to terahertz,” *Opt. InfoBase Conf. Pap.*, 2016, doi: 10.1364/ACPC.2016.AF3K.6.
- [17] B. S. McGhie and J. R. Aldrich-Wright, “Photoactive and Luminescent Transition Metal Complexes as Anticancer Agents: A Guiding Light in the Search for New and Improved Cancer Treatments,” *Biomedicines*, vol. 10, no. 3, 2022, doi: 10.3390/biomedicines10030578.
- [18] L. A. Sordillo *et al.*, “Third therapeutic spectral window for deep tissue imaging,” *Opt. Biopsy XII*, vol. 8940, no. 212, p. 89400V, 2014, doi: 10.1117/12.2040604.
- [19] S. L. Jacques and D. J. McAuliffe, “the Melanosome: Threshold Temperature for Explosive Vaporization and Internal Absorption Coefficient During Pulsed Laser Irradiation,” *Photochem. Photobiol.*, vol. 53, no. 6, pp. 769–775, 1991, doi: 10.1111/j.1751-1097.1991.tb09891.x.
- [20] S. Mostufa, A. K. Paul, and K. Chakrabarti, “Detection of hemoglobin in blood and urine glucose level samples using a graphene-coated SPR based biosensor,” *OSA Contin.*, vol. 4, no. 8, p. 2164, 2021, doi: 10.1364/osac.433633.
- [21] U. Hoeger, J. Robin, and H. Editors, *Vertebrate and Invertebrate Respiratory Proteins, Lipoproteins and other Body Fluid Proteins*, vol. 94. Cham: Springer International Publishing, 2020. doi: 10.1007/978-3-030-41769-7.
- [22] A. K. Mandal, A. Mitra, and R. Das, “Sickle Cell Hemoglobin,” *Subcell. Biochem.*, vol. 94, pp. 297–322, 2020, doi: 10.1007/978-3-030-41769-7\_12.
- [23] A. K. Sharma, “Plasmonic biosensor for detection of hemoglobin concentration in human blood: Design considerations,” *J. Appl. Phys.*, vol. 114, no. 4, 2013, doi: 10.1063/1.4816272.
- [24] A. K. Sharma, R. Jha, and H. S. Pattanaik, “Design considerations for surface plasmon resonance based detection of human blood group in near infrared,” *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no. 3, 2010, doi: 10.1063/1.3298503.
- [25] M. Friebel and M. Meinke, “Model function to calculate the refractive index of native hemoglobin in the wavelength range of 250–1100 nm dependent on concentration,” *Appl. Opt.*, vol. 45, no. 12, pp. 2838–2842, 2006, doi: 10.1364/AO.45.002838.

- [26] P. S. A, "Optical Absorption of Hemoglobin," 1999. <http://omlc.orgi.edu/spectra/hemoglobin>
- [27] N. Zaytseva, W. Miller, V. Goral, J. Hepburn, and Y. Fang, "Microfluidic resonant waveguide grating biosensor system for whole cell sensing," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 16, p. 163703, Apr. 2011, doi: 10.1063/1.3582611.
- [28] D. O. F. Diabetes, "Diagnosis and classification of diabetes mellitus," *Diabetes Care*, vol. 32, no. SUPPL. 1, 2009, doi: 10.2337/dc09-S062.
- [29] R. Fernandes, "The controversial role of glucose in the diabetic kidney," *Porto Biomed. J.*, vol. 6, no. 1, p. e113, 2021, doi: 10.1097/j.pbj.0000000000000113.
- [30] Y. L. Yeh, "Real-time measurement of glucose concentration and average refractive index using a laser interferometer," *Opt. Lasers Eng.*, vol. 46, no. 9, pp. 666–670, 2008, doi: 10.1016/j.optlaseng.2008.04.008.
- [31] L. Xu *et al.*, "Genetic and clinical characterization of familial renal glucosuria," *Clin. Kidney J.*, p. sfad265, 2023, doi: 10.1093/ckj/sfad265.
- [32] A. L. Galant, R. C. Kaufman, and J. D. Wilson, "Glucose: Detection and analysis," *Food Chem.*, vol. 188, pp. 149–160, 2015, doi: 10.1016/j.foodchem.2015.04.071.
- [33] L. Tang, S. J. Chang, C. J. Chen, and J. T. Liu, "Non-invasive blood glucose monitoring technology: A review," *Sensors (Switzerland)*, vol. 20, no. 23, pp. 1–32, 2020, doi: 10.3390/s20236925.
- [34] S. Wu, Q. Tan, E. Forsberg, S. Hu, and S. He, "In-situ dual-channel surface plasmon resonance fiber sensor for temperature-compensated detection of glucose concentration," *Opt. Express*, vol. 28, no. 14, p. 21046, 2020, doi: 10.1364/oe.395524.
- [35] A. V. Malinin, A. A. Zanishevskaja, V. V. Tuchin, Y. S. Skibina, and I. Y. Silokhin, "Photonic crystal fibers for food quality analysis," *Biophotonics Photonic Solut. Better Heal. Care III*, vol. 8427, no. May, p. 842746, 2012, doi: 10.1117/12.924096.



# CHAPITRE 4

---

## SIMULATION ET OPTIMISATION DES RESULTATS

---

*Chapitre 04 : Simulations et optimisation des résultats***4 Introduction**

La compréhension et la modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques à travers les tissus humains revêtent une grande importance dans de nombreuses applications biomédicales, notamment l'imagerie par micro-ondes des tumeurs cancéreuses. La simulation numérique joue un rôle essentiel dans la meilleure compréhension des phénomènes physiques liés à la propagation des ondes électromagnétiques[1,2]. Étant donné la diversité des applications, des recherches approfondies ont été menées pour développer des méthodes numériques adaptées qui reproduisent au mieux les caractéristiques mathématiques des équations en général et notamment les équations de Maxwell[3]. Les méthodes numériques sont indispensables pour simuler et résoudre des problèmes complexes qui ne peuvent être résolus analytiquement. Cependant, modéliser et développer des méthodes numériques pour la simulation de la propagation des ondes électromagnétiques présente plusieurs difficultés[3], [4].

La plupart des problèmes de propagation des ondes électromagnétiques sont de nature non-bornée. Afin de résoudre ces problèmes, les méthodes numériques doivent relever le défi de la troncation d'un domaine infini en un domaine de calcul fini. D'autre part, les milieux de propagation présentent des caractéristiques géométriques (formes irrégulières, singularités géométriques) et physiques (hétérogénéité, dispersion et dissipation)[5,6].

Une des solutions mathématiques basées les techniques SPR (Surface Plasmon Résonance) sont utilisés pour surveiller en temps réel les interactions entre une substance biologiquement active immobilisée et un analyte sans nécessiter de marquage[7,8]. Les biocapteurs SPR sont de plus en plus utilisés en biochimie et en chimie bioanalytiques pour déterminer les interactions anticorps-antigène, étudier l'hybridation de l'ADN, diagnostiquer les maladies induites par les bactéries et les virus, peut être utilisé pour mesurer en temps réel les interactions moléculaires, ainsi que les constantes de liaison cinétiques ( $k_a$ ,  $k_d$ ) et les constantes de liaison à l'équilibre. Par conséquent, les SPR présentent des applications biologiques potentielles dans l'analyse clinique, la biochimie, la chimie bioanalytiques, les diagnostics et la recherche biomédicale[8, 9].

## 4.1 Simulation et optimisation des résultats

### 4.1.1 L'interaction entre les plasmons de surface et l'analyte

Ces dernières années, les progrès dans les sciences biologiques et médicales ont de plus en plus fait appel à la modélisation et à la simulation. Le développement des ordinateurs modernes a suivi de près la nécessité d'une compréhension quantitative des problèmes biologiques complexes, et lui-même a accéléré le développement de notre compréhension des phénomènes biologiques et de leurs relations dans les systèmes biologiques[1].

Grâce à l'union des sciences biologiques et des sciences informatiques/mathématiques, nous ne sommes plus tenus de faire des compromis entre la précision scientifique et la faisabilité mathématique/phénoménologique. Cela est particulièrement important en biologie et en médecine, où les processus sont composés de différentes échelles de temps et de longueur dont les interactions intrinsèquement complexes sont essentielles pour le fonctionnement des systèmes biologiques[10].

La nécessité d'une forte coopération entre les biologistes quantitatifs et les scientifiques et ingénieurs appliqués est évidente. La modélisation et la simulation ont fourni un moyen réussi pour cette coopération, car elles constituent une étape essentielle et un outil puissant pour comprendre un système biologique et son comportement. Les simulations ne peuvent jamais remplacer les expériences pour prouver une hypothèse biologique, mais elles peuvent aider les expérimentateurs biologiques en fournissant une compréhension plus approfondie des résultats expérimentaux et en améliorant la conception expérimentale[1].

## 4.2 Simulations des plasmons de surface

La compréhension et la modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques à travers les tissus humains revêtent une grande importance dans de nombreuses applications biomédicales, notamment l'imagerie par micro-ondes des tumeurs cancéreuses. La simulation numérique joue un rôle essentiel dans la meilleure compréhension des phénomènes physiques liés à la propagation des ondes électromagnétiques[11]. Étant donné la diversité des applications, des recherches approfondies ont été menées pour développer des méthodes numériques adaptées qui reproduisent au mieux les caractéristiques mathématiques des équations en général et notamment les équations de Maxwell. Les méthodes numériques sont indispensables pour simuler et résoudre des problèmes complexes qui ne peuvent être résolus analytiquement. Cependant, modéliser et développer des méthodes numériques pour la simulation de la propagation des ondes électromagnétiques présente plusieurs difficultés[12].

La plupart des problèmes de propagation des ondes électromagnétiques sont de nature non-bornée. Afin de résoudre ces problèmes, les méthodes numériques doivent relever le défi de la troncation d'un domaine infini en un domaine de calcul fini. D'autre part, les milieux de propagation présentent des caractéristiques géométriques (formes irrégulières, singularités géométriques) et physiques (hétérogénéité, dispersion et dissipation) de plus en plus complexes, tout comme les différentes sources (fils, etc.).

La prise en compte du caractère dispersif du milieu de propagation s'effectue à travers des grandeurs telles que la permittivité électrique, la perméabilité magnétique et la conductivité électrique, qui sont généralement des tenseurs dépendant de l'espace et de la fréquence. Plusieurs modèles mathématiques existent pour décrire l'évolution fréquentielle de ces coefficients, tels que les modèles de Debye, de Lorentz, de Drude, et autres.

Nous avons opté pour l'utilisation de la configuration Kretschmann (Figure 4.1) pour sélectionner le prisme de verre. Nous souhaitons étudier les paramètres essentiels tels que l'épaisseur de la couche métallique (or et argent) et la longueur d'onde de la lumière incidente. L'objectif de cette enquête est de trouver l'épaisseur la plus adaptée de la couche métallique avec la meilleure longueur d'onde afin d'obtenir la meilleure réponse du capteur SPR.

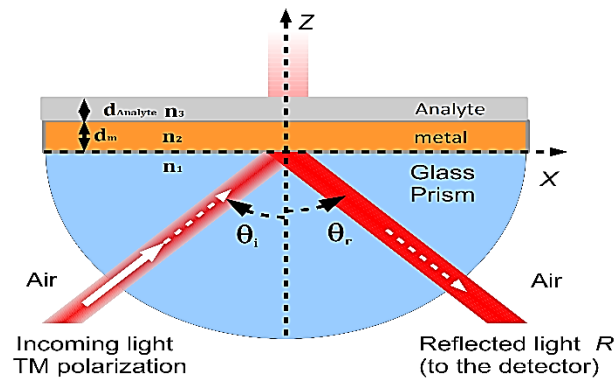


Figure 4. 1. Modèle de simulation (configuration de Kretschmann)[13]

La Figure 4.1 présente une stratégie illustrant le revêtement de la base du prisme, qui possède un indice de réfraction  $n_1$ , avec une fine couche de matériau métallique ayant un indice de réfraction  $n_2$ . La couche supérieure de ce dispositif, qui agit comme milieu de détection, est caractérisée par un indice de réfraction  $n_3$ . Pour une compréhension plus détaillée du processus de simulation de la réponse du signal (la réflectivité), veuillez-vous référer à l'organigramme présenté dans la Figure 4.2.

4.2.1 Organigramme de simulation de la réflectivité

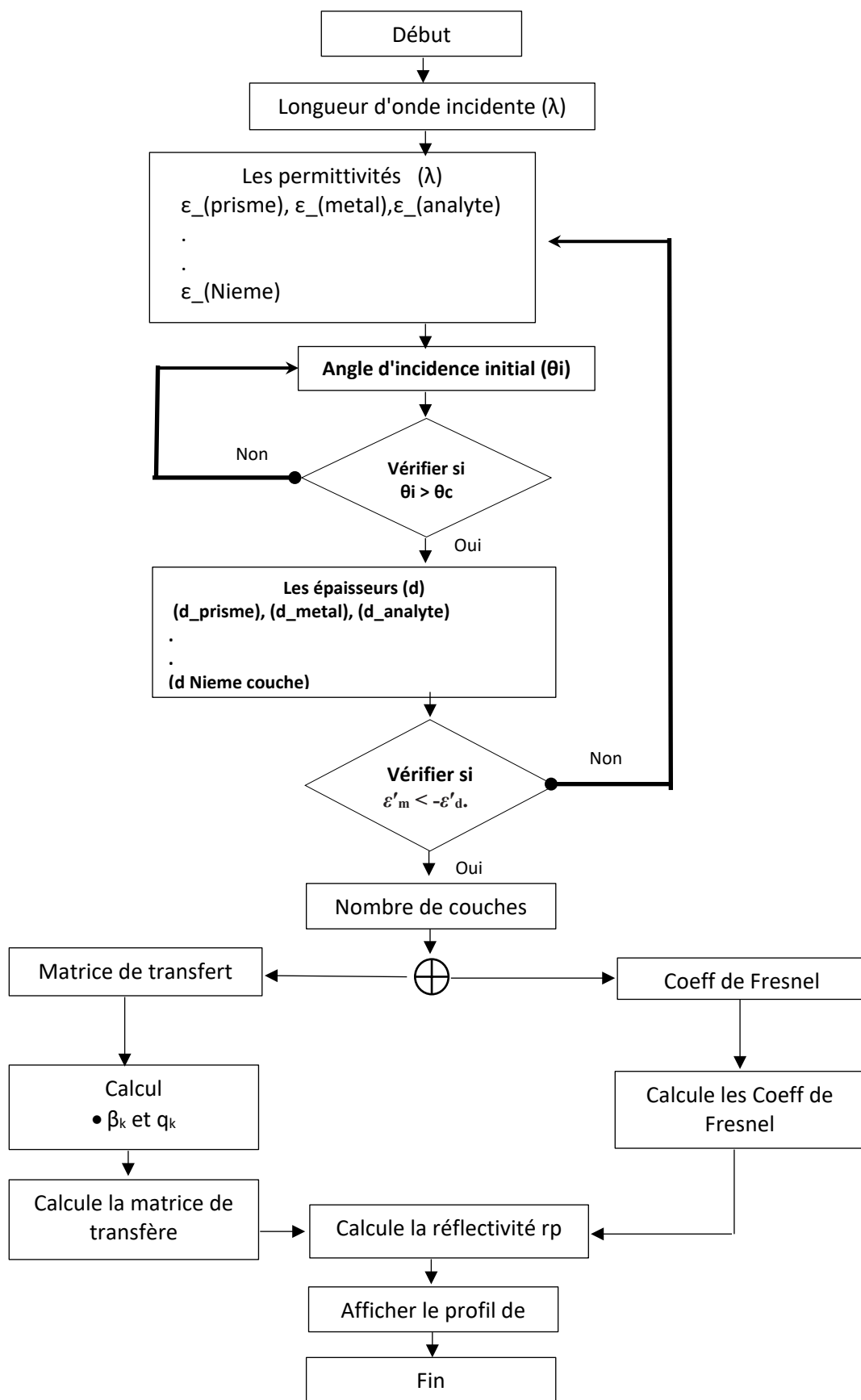


Figure.4. 2.Organigramme de simulation

### 4.2.2 Méthode d'optimisation de l'épaisseur métallique

L'épaisseur de la couche métallique adhérent au prisme a un impact significatif sur l'efficacité d'excitation du PS en couplage optique en mode ATR. Cette efficacité est mesurée par la valeur minimale du coefficient de réflexion au centre du pic SPR et est très sensible aux changements d'épaisseur, qui dépend aussi du matériau utilisé est donnée par la relation suivante[14].

$$d_{opt} = \frac{\lambda_0 (|\varepsilon_{mr}|-1)^{1/2}}{4\pi |\varepsilon_{mr}|} \ln \left[ \frac{8\varepsilon_{mr}^2 \varepsilon_3 a}{\varepsilon_{mi} (|\varepsilon_{mr}|+1) (\varepsilon_3^2 + a^2)} \right] \quad IV. 1$$

Cette épaisseur est l'optimale que la couche métallique doit avoir pour optimiser le couplage entre l'onde incidente à l'interface avec les plasmons de surface.

Pour assurer une réponse optimale des plasmons de surface (SPR), certains critères doivent être remplis. Premièrement, le pic du graphique de réflectance dans la figure (4.3), (l'axe des x représentant l'angle incident sur la couche d'or (Au) ou l'argent (Ag) et l'axe des y représentant la réflectivité) devrait posséder une profondeur suffisante sans être trop large.

Un pic d'intensité plus profonde permet un meilleur contraste entre la réflectance à l'angle du plasmon de surface et celle d'autres angles incidents. Cela implique une différence significative entre les réflectances aux deux sommets du pic et la réflectivité au bas du pic (la valeur minimale de la réflectivité correspond à l'angle de résonance du plasmon de surface), ce qui entraîne un contraste amélioré pour une meilleure observation.

Deuxièmement, un pic d'intensité trop large indique un plus large éventail d'angles d'incident (FWHM) qui peuvent potentiellement exciter les SPR. Cette gamme plus large d'angles réduit la sensibilité de notre capteur, compromettant ainsi ses performances. Par conséquent, il est crucial d'éviter les pics trop larges pour maintenir une sensibilité optimale.

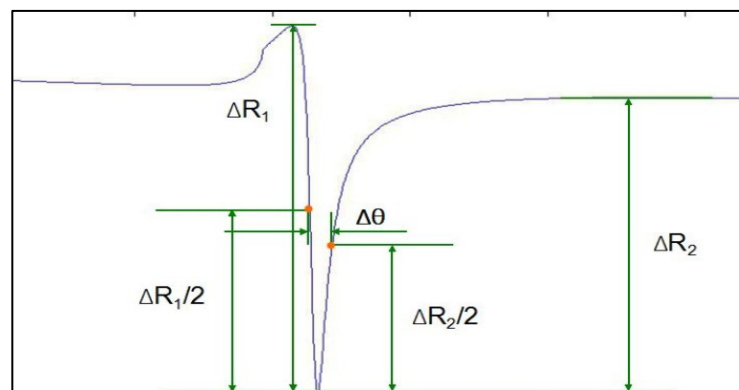


Figure.4. 3.Schéma de méthode d'évaluation de la réponse SPR[14]

Les paramètres indiqués sur le graphique ci-dessus sont les suivants :

$\Delta R_x$ : la différence de réflectivité entre les valeurs maximales et minimales. L'angle incident de  $\Delta R_1$  est inférieur à l'angle des plasmons de surface (SP), tandis que l'angle incident de  $\Delta R_2$  est supérieur à l'angle des SPP.

$\Delta \theta$  : la différence entre deux angles d'incidence, où les deux angles correspondent à  $\Delta R_x/2$ .

Sur la base de ces paramètres, l'indice de qualité des plasmons de surfaces " $Q_{sp}$ " est défini comme suit :

$$Q_{sp} = \frac{\Delta R_x}{\Delta \theta} = \left[ \frac{\Delta R_1}{2} + \frac{\Delta R_2}{2} \right] / \Delta \theta \quad IV. 2$$

En outre, nous pouvons également simuler la condition que la base prisme est entourée d'eau au lieu d'air juste pour faire une comparaison de réponse SPR, ce qui signifie que nous aimerions changer la sous-phase en eau aussi. C'est pourquoi nous avons finalement résumé les paramètres à modifier pendant la simulation puisque la majorité des tissus prend le comportement de l'eau ou bien être en dilution.

### 4.3 Etude de la réponse de réflectivité

#### 4.3.1 Le choix du prisme

Une analyse approfondie de l'impact du type de verre sur les performances d'un capteur a été nécessaire pour notre choix de prisme. Les différents types de prismes (BK7, BAF10, SF10, SF11) ont été examinés dans notre étude (voir Annexe -D-), avec leurs indices de réfraction respectifs (1.51508, 1.66707, 1.72312, 1.77858). Pour le prisme de verre SF10, la lumière pénètre dans la structure au-delà de l'angle critique du TIR (réflexion interne totale).

$$\theta_{rés} > \theta_c = \sin^{-1}(n_{eau}/n_{prisme}) = \sin^{-1}(1.33/1.72312) = 50.52^\circ$$

**Note** : les indices de l'analyte sont choisis de manière aléatoire afin d'évaluer l'effet de modification des indices du prisme. Ils ne sont pas liés aux analytes à étudier.

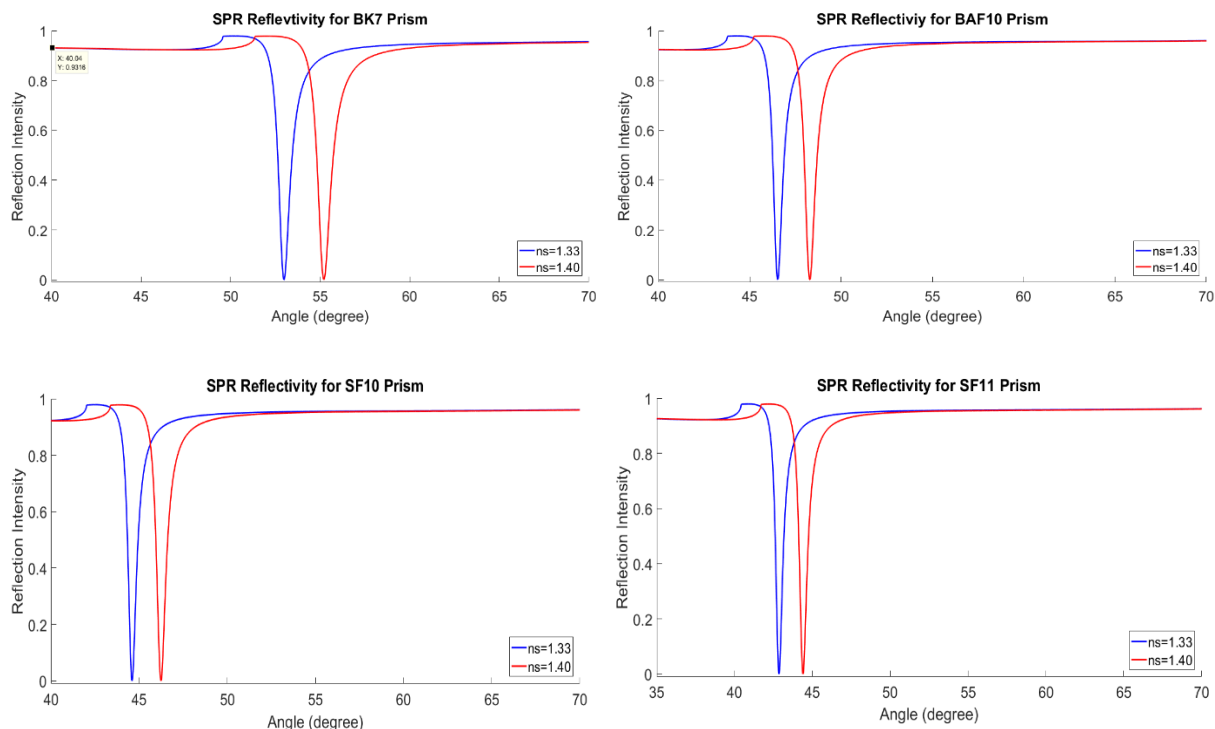


Figure.4. 4. Courbes SPR de différent prisme pour deux indices de réfraction comme analyte ( $n_s=1,33$  et  $n_s=1,40$ )

Selon les résultats de cette étude, il a été constaté que le verre d'indice inférieur de type (BK7) augmentait la sensibilité et l'angle de résonance de plasmon de surface (SPR) du capteur, comme illustré dans les figures (4.5 et 4.6). Le verre d'indice supérieur tel que SF11 a en revanche démontré une tendance à diminuer l'angle et la sensibilité SPR. En outre, il est important de souligner que la plage dynamique du capteur était restreinte pour le verre d'indice de réfraction inférieur (BK7), tandis qu'elle s'est révélée élargie pour le verre IR supérieur (SF11), en particulier à la longueur d'onde opérationnelle de 633 nm.

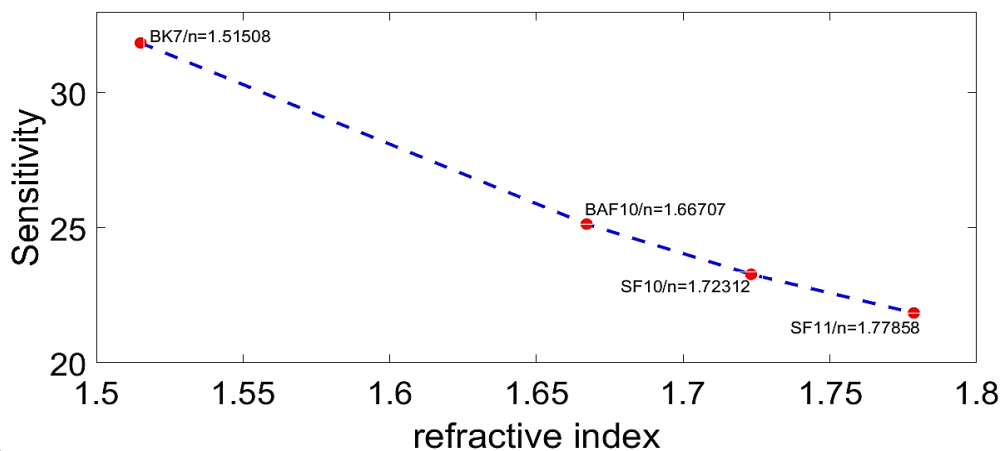


Figure.4. 5. Plot de la sensibilité pour plusieurs prismes



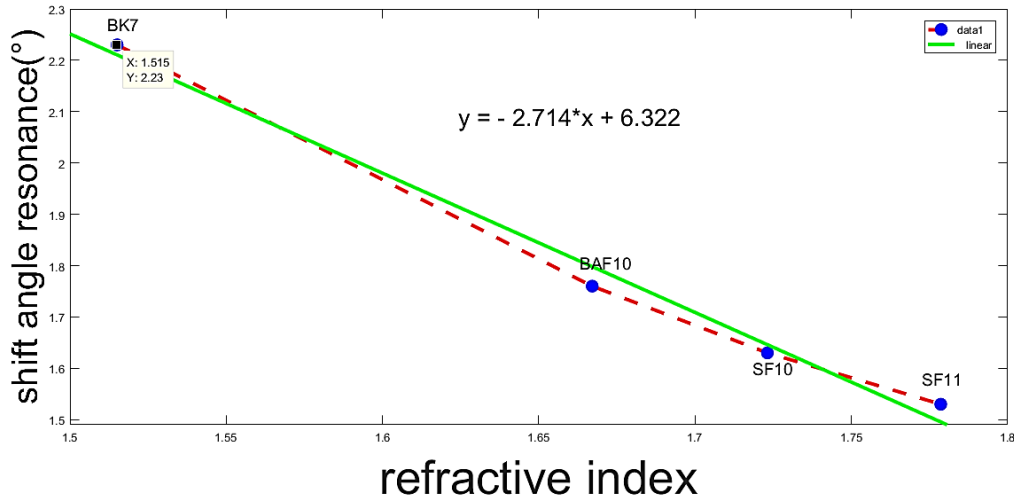


Figure.4. 6. Plot de décalage d'angle de résonance pour plusieurs prismes

Dans cette étude, nous avons adopté pour l'utilisation du prisme en verre BK7 parce qu'il donne la sensibilité la plus élevée et un grand décalage de la courbe de réflectivité par rapport à d'autres prismes (BAF, SF10, SF11, etc.) pour le biocapteur SPR proposé, comme le montre la figure 4.1 la relation de dispersion du prisme BK7 est donnée par la relation de Sellmeier ci-dessous :

$$n_p = \sqrt{1 + \frac{1.03961212 \times \lambda^2}{\lambda^2 - 0.0060069} + \frac{0.23179234 \times \lambda^2}{\lambda^2 - 0.02001791} + \frac{1.01046945 \times \lambda^2}{\lambda^2 - 103.560653}} \quad IV. 3$$

Les graphiques ci-dessus (Figure 4.5 et 4.6) illustrent la variation de la sensibilité et le décalage de l'angle de résonance en fonction de la modification de l'indice de réfraction du substrat, en l'occurrence le prisme. Il est notable que le prisme BK7 présente les paramètres les plus favorables par rapport aux autres prismes.

### 4.3.2 Epaisseur de la couche métallique

Dans les capteurs de résonance plasmonique de surface (SPR), l'épaisseur de la couche métallique peut avoir un impact sur la sensibilité, le type de métal utilisé et leurs performances et rugosité, peuvent avoir un impact sur les performances des capteurs SPR. L'or et l'argent sont des métaux typiques utilisés dans les capteurs SPR. Les courbes de relation de dispersion de métal décrivent la relation entre le vecteur d'onde ( $k$ ) et la fréquence ( $\omega$ ) des ondes électromagnétiques qui se propagent à travers le matériau. Il fournit des informations précieuses sur le comportement des ondes électromagnétiques dans le matériau, ce qui est important pour comprendre les propriétés optiques et électroniques de métal.

Selon le modèle de "Drude" à électrons libres, la longueur d'onde en fonction de la fonction diélectrique complexe  $\epsilon_m$  de n'importe quel métal peut être écrite comme :

$$\varepsilon_m^2 = (\varepsilon_{mr} + i \times \varepsilon_{mi})^{1/2} = 1 - \frac{\lambda^2 \lambda_c}{\lambda_p^2 (\lambda_c + i\lambda)} \quad IV. 4$$

Où  $\varepsilon_r$ ,  $\varepsilon_i$  la partie réelle et la partie imaginaire de permittivité du métal, qui dépend également de la longueur d'onde incident. Dans l'expression ci-dessus,  $\lambda_p$  signifie longueur d'onde du plasma, qui est définie comme la longueur d'onde correspondant à la fréquence des oscillations de la densité des électrons dans le métal. En outre,  $\lambda_c$  signifie la collision ou l'amortissement de longueur d'onde, qui correspond à l'amortissement des oscillations de densité d'électrons dues aux collisions entre les électrons.

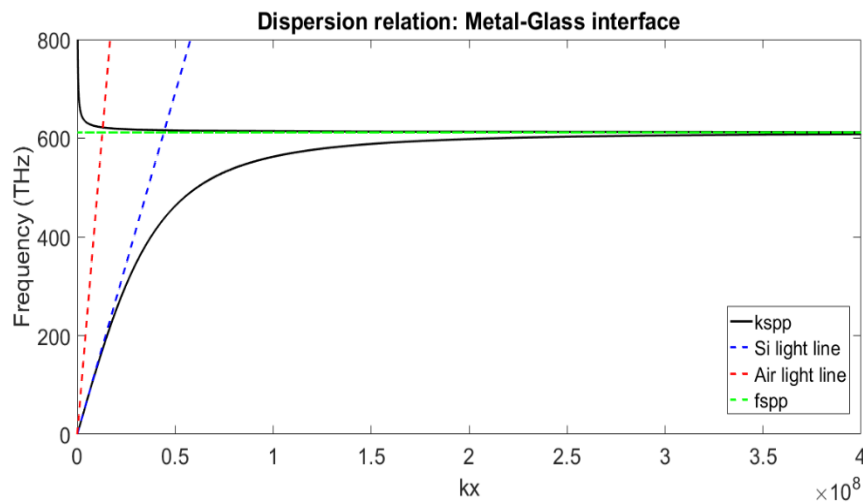


Figure.4. 7. Plot de courbe de la relation de dispersion

Depuis la figure.4.7 la ligne bleu pointillée indique la relation de dispersion (vecteur  $k$ ) dans le premier diélectrique tandis que la ligne rouge pointillée est la relation de dispersion pour le second diélectrique. La ligne pleine noire est la partie imaginaire de la relation de dispersion des SP. La courbe de relation de dispersion de plasmon de surface métallique décrit la connexion entre le vecteur d'onde ( $k$ ) et la fréquence des modes de plasmon de surface qui peuvent être générés dans des particules ou des couches minces. Cette courbe décrit les oscillations agrégées des électrons de conduction du matériau, qui peuvent interagir de manière significative avec la lumière et améliorer son absorption ou sa diffusion. La comparaison des courbes de dispersion de l'or et de l'argent peut révéler des différences et des similitudes dans les caractéristiques diélectriques de ces deux métaux. Cela peut aider au développement de dispositifs plasmoniques et d'autres composants optiques qui reposent sur l'interaction de la lumière avec les structures métalliques.

### 4.3.3 Optimisation de l'épaisseur métallique

L'épaisseur de la couche métallique peut avoir un impact sur la sensibilité, la réflectance minimale et la détection de phase SPR, ce qui peut affecter la résolution du capteur. L'épaisseur optimale du revêtement métallique peut varier en fonction des paramètres de test et du métal utilisé. Notre étude a examiné la conception d'une recherche SPR utilisant différentes épaisseurs de couches minces d'argent et d'or en mode de réflexion interne totale atténuée afin de déterminer l'épaisseur optimale pour la plus grande sensibilité et performance du capteur. Nous avons suivi la stratégie d'interrogation angulaire à 633 nm de longueur d'onde pour cette étude. La couche plasmonique est faite d'or et d'argent, respectivement (Figures 4.8 et 4.9).

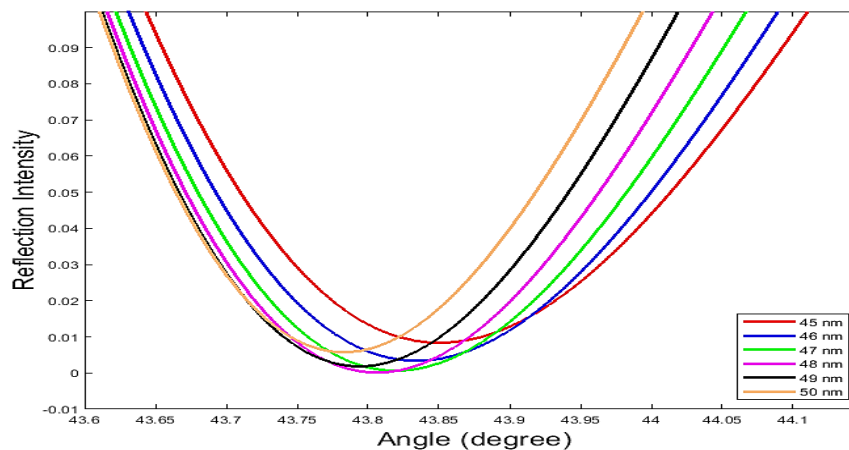


Figure.4. 8. Courbes SPR de différentes épaisseurs de couche métallique d'Or

En conduisant cette étude, des variations d'épaisseur ont été apportées, allant jusqu'à 50 nm pour l'or et 48 nm pour l'argent. Les réponses SPR inhérentes ont été analysées en utilisant l'air comme diélectrique, comme illustré dans la Figure.4.8. Lorsque l'épaisseur du métal, en l'occurrence l'or, est augmentée, on observe une légère diminution de l'angle de résonance. Cependant, cet angle a tendance à converger vers une valeur d'environ  $\theta_{\text{res}}=43,8^\circ$  pour l'or, avec une réflectivité minimale atteignant  $R_{\text{min}}=8,6 \times 10^{-5}$  UIR/ $^\circ$  pour les couches d'or. En ce qui concerne l'argent (figure.4.9.), l'angle de résonance tend à converger autour de  $\theta_{\text{res}}=40,12^\circ$ , accompagné d'une réflectivité minimale de  $R_{\text{min}}=2,05 \times 10^{-5}$  UIR/ $^\circ$ .

Cette convergence s'explique par la faible capacité d'absorption de la couche métallique dans cette gamme d'épaisseurs. De plus, il est important de noter que la largeur de la courbe de réponse à mi-hauteur maximale (FWHM) est plus prononcée pour les épaisseurs plus modestes. Plus précisément, pour l'or et l'argent, les valeurs de FWHM sont respectivement de  $1,7^\circ$  (à une épaisseur de 45 nm) et  $1^\circ$  (à une épaisseur de 42 nm).

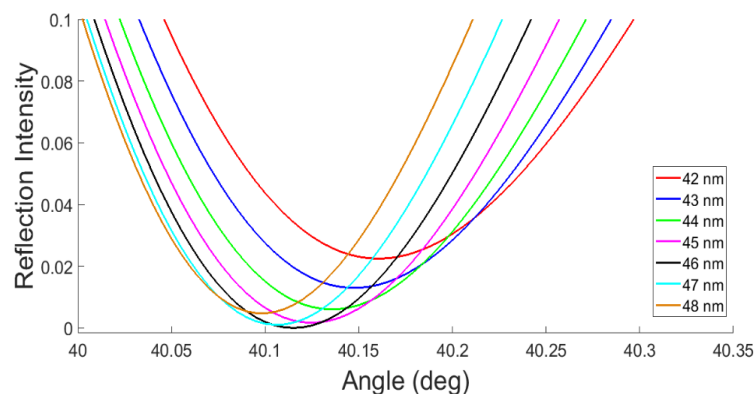


Figure.4. 9 Courbes SPR de différentes épaisseurs de couche métallique d'Argent

#### 4.3.4 Evaluation de la qualité des plasmons de surface

L'étude de l'évaluation de la qualité de SPR implique l'utilisation de modèles numériques pour donner une évaluation virtuelle de la qualité et de la performance des processus de SPR. Il peut être utilisé pour étudier les variations de forme dans la courbe de réponse SPR. Les chercheurs peuvent examiner la qualité des puces de capteur, évaluer la qualité de surface des puces SPR et aider les chercheurs à optimiser la conception des puces de capteur SPR et les circonstances expérimentales en décrivant quantitativement ces changements de forme.

En se basant sur les tracés issus de la phase d'optimisation de l'épaisseur de la couche métallique, les calculs requis sont ensuite effectués afin d'évaluer la qualité des résonances de plasmons de surface (SPR). Les conclusions de ces analyses sont compilées dans les tableaux ci-dessous.

Epaisseur d'Or	$\Delta R_1$	$\Delta R_2$	$\Delta\theta$	Qsp
<b>45 nm</b>	0,934451	0,810351	1,40	0,623143
<b>46 nm</b>	0,937927	0,819227	1,35	0,650797
<b>47 nm</b>	0,939091	0,825391	1,30	0,678647
<b>48 nm</b>	0,938513	0,829613	1,26	0,701638
<b>49 nm</b>	0,935409	0,831209	1,22	0,724023
<b>50 nm</b>	0,930161	0,830361	1,15	0,765444

Tableau.4. 1 Evaluation de la qualité des plasmons de surface

Epaisseur d'Ag	$\Delta R_1$	$\Delta R_2$	$\Delta\theta$	Qsp
<b>42 nm</b>	0,935651	0,869456	0,66	1,367505
<b>43 nm</b>	0,945774	0,882973	0,64	1,428710
<b>45 nm</b>	0,953209	0,893509	0,62	1,489530
<b>46 nm</b>	0,957193	0,900393	0,59	1,574225
<b>47 nm</b>	0,959461	0,905564	0,57	1,635986
<b>48 nm</b>	0,958209	0,906909	0,54	1,726961

Tableau.4. 2 Evaluation de la qualité des plasmons de surface

Les calculs présentés dans les tableaux précédents révèlent une nette supériorité des propriétés des plasmons de surface (SPs) de l'argent par rapport à celles de l'or. Les analyses mettent en avant une plage optimale d'épaisseur plutôt qu'une valeur spécifique. Lorsque l'évaluation des performances des résonances plasmonique de surface entre l'or et l'argent est comparée, il devient apparent que l'argent surpasse l'or en termes de capacités plasmonique. Cependant, en raison de sa propension à s'oxyder rapidement, en particulier en présence de solutions liquides comme dans le contexte de la bio-détection, son usage direct est limité.

Afin de surmonter cette problématique, une simulation a été mise en œuvre avec un capteur doté d'une couche métallique constituée d'un film d'argent protégé par une couche d'or. Du point de vue de la stabilité chimique, il est préconisé de choisir une épaisseur de couche d'or située entre 40 nm et 50 nm pour susciter une résonance de plasmon de surface de qualité supérieure.

#### 4.3.5 Optimisation de la longueur d'onde d'hémoglobine

Au cours de l'étape précédente, nous avons utilisé un faisceau d'interrogation d'une longueur d'onde de 633 nm. Nous avons examiné comment le réglage de la longueur d'onde impacte la réaction du capteur face à l'hémoglobine à la concentration  $C_{Hb}=100$  g/L. À présent, nous allons simuler d'abord la réponse du capteur à base de l'or en utilisant des longueurs d'onde présentant des degrés d'absorption différents dans le domaine visible (435, 555, 600, 633, 700). L'objectif est de comprendre comment cette variation d'absorption influe sur les performances du capteur.

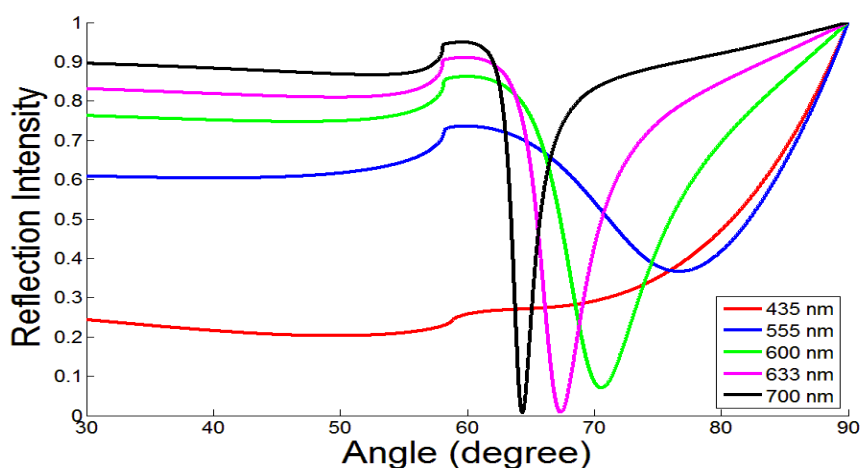


Figure.4. 10. Courbes SPR pour différentes longueur d'onde pour l'hémoglobine  
Prisme (BK7) /Au( $d=48$  nm)/Hb

La Figure 4.10 présente les variations de la réflectance en fonction de l'angle pour différentes longueurs d'onde. Les résultats révèlent des variations dans les angles de résonance pour différentes longueurs d'onde des courbes de réflectance. Cette figure met en évidence plusieurs

observations importantes. Premièrement, il est clair que FWHM de la courbe SPR diminue à mesure que la longueur d'onde augmente, tout comme la profondeur de la pente diminue avec l'augmentation de la longueur d'onde. Deuxièmement, la forme de la courbe SPR reste relativement constante pour la plupart des longueurs d'onde, à l'exception de 435 nm. À 435 nm, une absorption significative de l'or commence à environ 2,4 électronvolts, ce qui est corrélé à une longueur d'onde d'environ 520 nm.

Notons que la courbe de réflectance pour 555 nm ne présente pas une netteté marquée, avec un contraste très faible, et un décalage de l'angle de résonance du capteur SPR de  $\Delta\theta_{\text{SPR}}=9^\circ$ . En conséquence, la sensibilité dans ce cas est relativement faible.

L'analyse suggère que la longueur d'onde optimale est celle qui présente la pente minimale. Bien que la longueur d'onde de 435 nm montre une absorption élevée de l'hémoglobine, il est clair que la longueur d'onde de 633 nm est calculée comme la meilleure longueur d'onde optimale dans la plage visible pour l'état de l'angle de résonance.

La figure précédente met en évidence un comportement optimal à proximité du domaine infrarouge, illustré par la courbe à 700 nm. Cela suggère qu'il est préférable de travailler à des longueurs d'onde plus élevées, par exemple à 850 nm (zone de pathologie), plutôt qu'à des longueurs d'onde plus courtes, telles que celles comprises entre 400 et 500 nm. Cette préférence pour des longueurs d'onde plus élevées est basée sur la nécessité d'assurer un couplage adéquat entre la lumière incidente et les plasmons de surface.

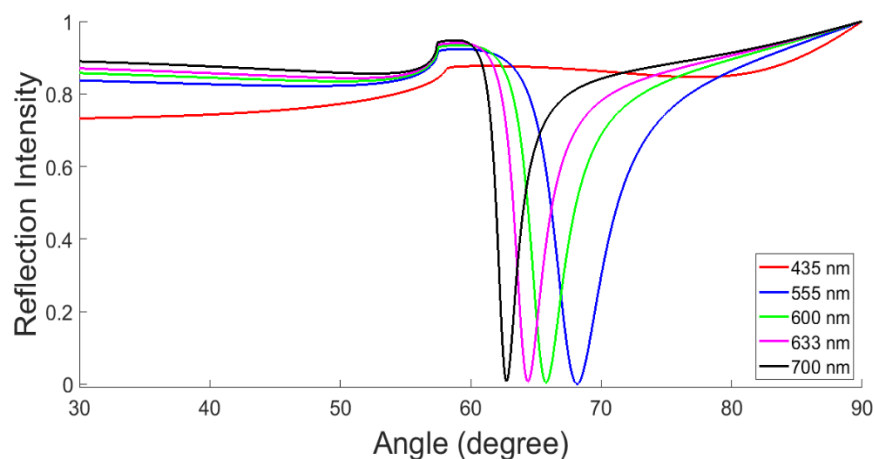


Figure.4. 11. Courbes SPR pour différentes longueur d'onde pour l'hémoglobine (Prisme (BK7) /Ag( $d=46$  nm)/Hb)

L'interaction de l'argent en réponse à la variation de la longueur d'onde se manifeste par une relation inversement proportionnelle en ce qui concerne l'absorption et FWHM de la courbe SPR ce qui montre la figure 4.11. Il est nettement observé que la FWHM de la courbe SPR diminue à

mesure que la valeur de la longueur d'onde augmente. De plus, le niveau minimal de réflectivité augmente lorsque la valeur de la longueur d'onde augmente elle passe de 0,0006 jusqu'à 0,007 UIR/°. La courbe SPR conserve une forme générale presque invariable pour la plupart des longueurs d'onde, sauf à 435 nm, où la réflectivité atteint son maximum, empêchant ainsi la manifestation du phénomène plasmonique. Cela s'explique par l'insuffisance d'excitation du plasmon à cette longueur d'onde, précisément lorsque celle-ci coïncide avec la valeur maximale d'absorption d'un analyte en interaction. La longueur d'onde optimale se manifeste à 700 nm mais on va adopter 633 nm comme onde d'excitation dans ce travail.

Le décalage d'angle de résonance varie avec l'augmentation de longueur d'onde de 68,2° jusqu'à 62,8°. Toutefois, en comparaison avec les autres longueurs d'onde, elle affiche des performances relativement inférieures, ce qui est attribuable à une plus grande largeur à mi-hauteur maximale.

#### 4.3.6 Optimisation de l'épaisseur d'hémoglobine

L'optimisation de l'épaisseur de tissu biologique dans le contexte de la résonance plasmonique de surface (SPR) peut être essentielle pour la réalisation de mesures précises et sensibles. Il vise à maximiser la sensibilité de la détection tout en maintenant des conditions expérimentales pratiques, à partir de la figure 4.12, l'épaisseur de l'analyte varie de 30 à 300 nm alors que maintenir l'épaisseur du film métallique fixée (pour l'or à 48 nm et 46 nm pour l'argent) et à une concentration de 100 g/L de Hb pour la longueur d'onde 633nm. On remarque un élargissement de FWHM avec une croissance de l'épaisseur tissulaire à cause de phénomène d'absorption. L'épaisseur de Hb pour obtenir la meilleure courbe de réflectance de SPR est trouvée pour être supérieure à de 100 nanomètre, car on ne peut réellement assurer une couche tissulaire au tour de 30 nm.

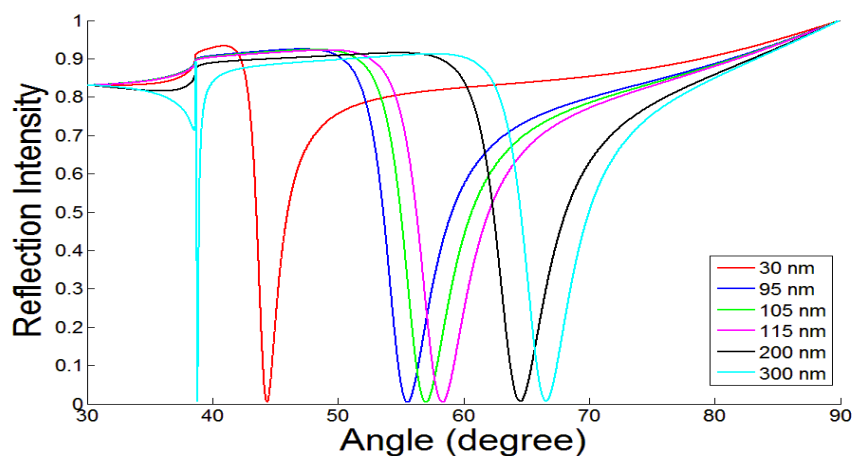


Figure.4. 12. Courbes SPR pour différentes épaisseurs de Hémoglobine avec l'or (Prisme (BK7) /Au(d=48 nm)/Hb)

L'augmentation de l'épaisseur de la couche de Hb entraîne une augmentation supplémentaire de FWHM de la courbe SPR, ce qui diminue encore davantage les performances du capteur. Lorsque l'épaisseur atteint environ 300 nm, la courbe de réflectance SPR se dégrade en raison de l'absorption élevée d'énergie par la Hb et on arrive à la saturation de détection. Ce comportement est également observé pour un film métallique en argent, tout en maintenant un FWHM inférieur à celui de l'or, comme le montre la figure 4.13. Ce qui est remarquable, c'est que la variation de l'épaisseur affecte principalement la largeur de la courbe SPR plutôt que le contraste de la courbe. En outre le capteur prend un temps élevé depuis l'excitation ATR jusqu'à la sensibilité de détection au point de résonance.

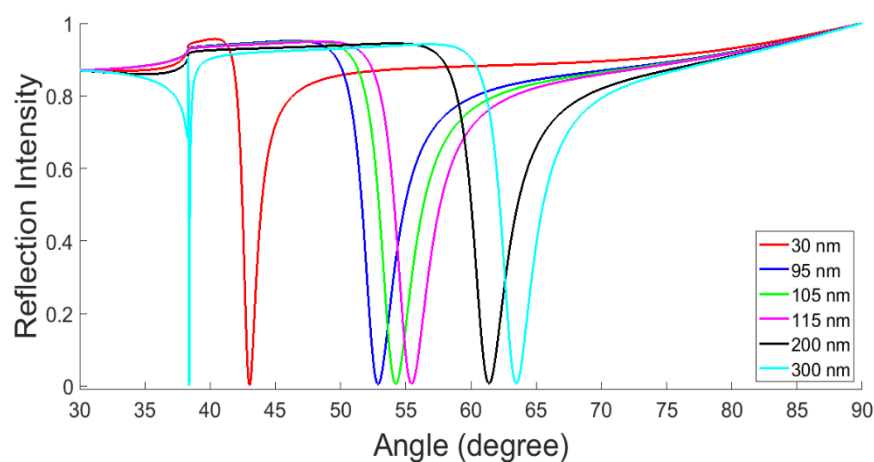


Figure.4. 13 Courbes SPR pour différentes épaisseurs de Hémoglobine avec l'argent (Prisme (BK7) /Ag( $d=46$  nm)/Hb)

#### 4.3.7 Détermination de la Profondeur de pénétration

L'optimisation de la profondeur de pénétration est cruciale dans la conception des capteurs SPR. Elle est influencée par la longueur d'onde de la lumière qui entre ainsi que les indices de réfraction de métal et de l'hémoglobine. Cela mesure à quelle profondeur le champ évanescent peut atteindre la couche d'hémoglobine et métal. Cette mesure varie de manière proportionnelle avec la longueur d'onde, allant de 17 à 208 nm pour l'or et de 62 à 246 nm pour l'argent, sur une gamme d'ondes de 435 à 700 nm (suivant les relations II.148-II.149).



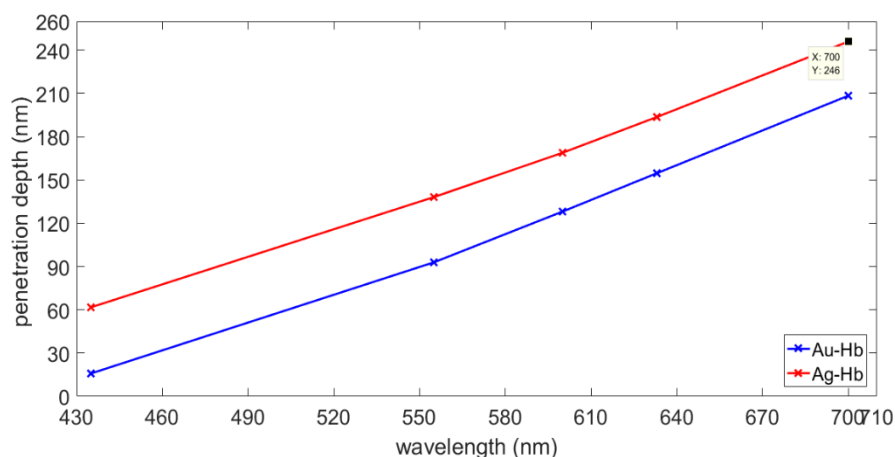


Figure.4. 14. Profondeur de pénétration dans l'hémoglobine en fonction de la longueur d'onde

Les figures 4.14 et 4.15 démontrent clairement que, à une longueur d'onde de 435 nm, la profondeur de pénétration est extrêmement limitée, même en comparaison avec l'épaisseur optimale de la couche d'hémoglobine. Cela explique pourquoi le champ évanescent ne peut pas s'enfoncer suffisamment profondément dans l'hémoglobine pour fournir une réponse SPR significative. En outre, cela confirme l'importance d'utiliser des épaisseurs d'analyte importantes d'un côté pour garantir la propagation de l'onde évanescente, tout en soulignant les défis réels associés à la création d'une couche d'analyte mince en général.

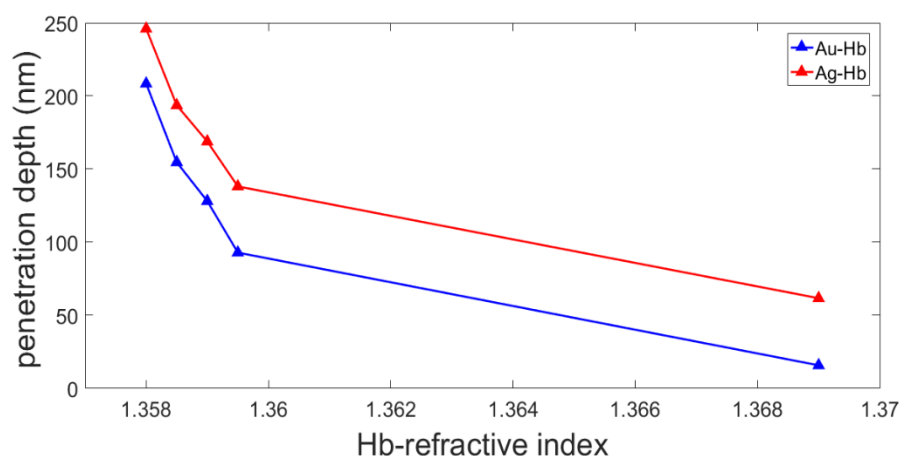


Figure.4. 15. Profondeur de pénétration en fonction de l'indice de réfraction de l'hémoglobine

À la longueur d'onde adoptée (633 nm), la profondeur de pénétration est de 163,13 nm pour l'or et de 193,9 nm pour l'argent. Ainsi, pour obtenir une réponse de réflectivité SPR satisfaisante, il est possible d'atteindre une épaisseur d'hémoglobine allant jusqu'à 200 nm dans le cas de l'argent. Ceci s'explique par le fait qu'une plus grande profondeur de pénétration peut engendrer une interaction plus étendue, conduisant ainsi à une plus grande sensibilité aux variations de l'indice de réfraction de l'hémoglobine.

### 4.3.8 Variation de la concentration d'hémoglobine

Les courbes SPR de longueur d'onde constante à 633 nm pour la détection de l'hémoglobine avec des concentrations (indices de réfraction, voir Annexe-A-) allant de 0 à 250 g/L sont indiquées sur la figure 4.16. Cette variété croissante provoque l'augmentation des indices de réfraction.

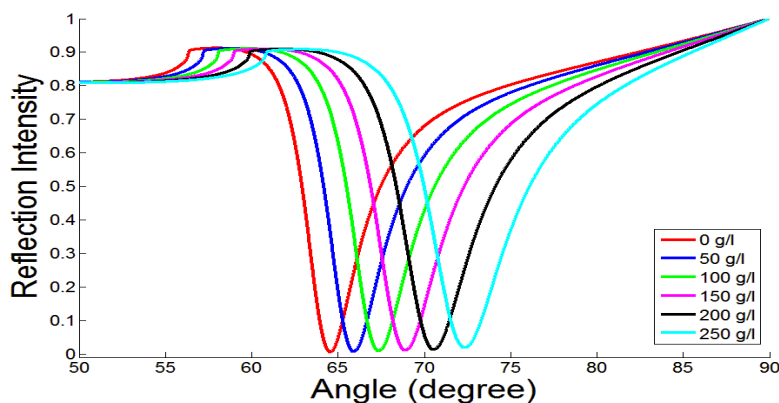


Figure.4. 16. Courbes SPR pour différentes concentrations de Hémoglobine avec l'or Prisme (BK7) /Au(d=48 nm)/Hb

La figure illustre que les courbes de réflectance pour la couche métallique d'or présentent une similitude marquée, bien que des variations soient observées dans l'angle de résonance et la réflectance minimale. La réflectance minimale varie légèrement de 0,00627 à 0,01884 unités d'intensité, tandis que l'angle de résonance évolue de 64,6° à 72,4°, ce dernier dépend de l'indice de réfraction d'hémoglobine  $n_{HB}$  un petit changement de l'indice engendre un décalage de l'angle de résonance  $\Delta\theta_{res}$ . En outre, la largeur à mi-hauteur (FWHM) augmente de 4,6° à 6°, et la variation totale de l'angle de résonance ( $\Delta\theta_{res}$ ) est de 7,5°, comme indiqué dans le tableau 1. La présence de molécules d'hémoglobine entraîne une augmentation de l'absorption, résultant de la perte significative d'énergie due à l'augmentation significative de la partie réelle de la constante diélectrique de l'hémoglobine ce explique la croissance de valeur de réflectivité minimale  $R_{min}$ . Le rapport entre le décalage d'angle et le changement d'indice de réfraction est défini comme la sensibilité angulaire  $S_{\theta} = d\theta_{rés}/dn$ .

concentration	$n_{HB}$	$\theta_{res}(^{\circ})$	$R_{min}$ (IU)	$\Delta\theta_{res}(^{\circ})$	FWHM( $^{\circ}$ )	Sensibilité( $^{\circ}$ )/(IU)
0 g/l	1,3321	64,60	0,0062	Réf	4,6	Réf
50 g/l	1,3459	66,00	0,0079	1,4	4,8	106,44
100 g/l	1,3580	67,40	0,0083	1,4	5	107,70
150 g/l	1,3711	69,00	0,0113	1,6	5,4	122,13
200 g/l	1,3841	70,60	0,0136	1,6	5,7	123,07
250 g/l	1,3972	72,45	0,0188	1,8	6	137,40

Tableau.4. 3.Disposition des valeurs de l'indice de réfraction (IR), de la réflectance minimale ( $R_{min}$ ), du FWHM, de l'angle de résonance et de la sensibilité  $S$  à  $\lambda=633$  nm, pour épaisseur d'or  $d$  Au=48 nm

La Figure.4.16 met en certitude la réponse du SPR à l'hémoglobine pour diverses variations de concentration, représentant une modification de 0,0652 unité d'indice de réfraction (RI). Le capteur SPR montre une sensibilité remarquablement élevée à des concentrations élevées, atteignant 137,4 degrés par unité d'indice de réfraction (RIU) grâce à la croissance de densité de surface plus élevée de biomolécules d'hémoglobine, tandis qu'il affiche une sensibilité de 106,87 degrés par unité d'indice de réfraction (RIU) pour les concentrations plus faibles. Ainsi, de très petites modifications de l'indice de réfraction peuvent être clairement détectées en temps réel, démontrant l'impact significatif sur la sensibilité du SPR. Cependant, il est important de noter que l'augmentation de la densité de surface peut réduire le bruit de fond et améliorer la précision des mesures.

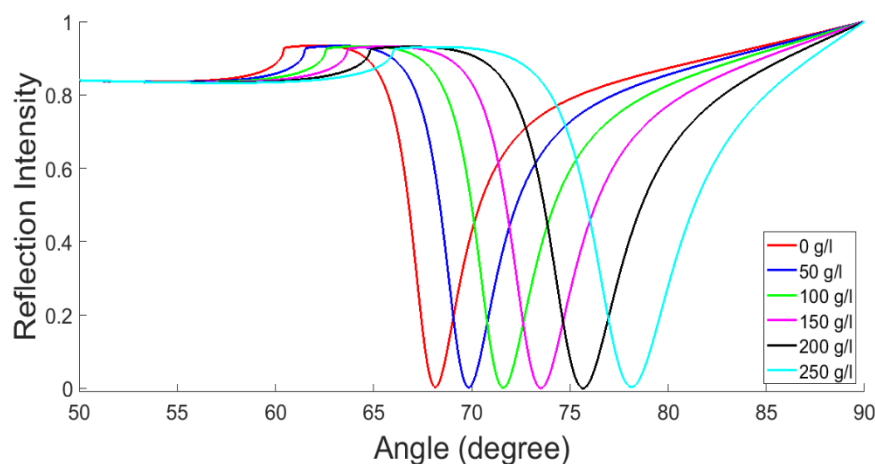


Figure.4. 17. Courbes SPR pour différentes concentrations d'Hémoglobine avec l'argent  
Prisme (BK7) /Ag(d=46 nm)/Hb

Les particules d'argent et d'or peuvent présenter des comportements différents dans divers contextes en raison de leurs propriétés optiques et plasmoniques distinctes. Dans le contexte des interactions surface plasmon résonance (SPR). La figure.4.17 illustre que les courbes de réflectance de la couche métallique d'argent présentent une similitude frappante. Cependant, on observe un changement significatif dans l'angle de résonance et la réflectance minimale. L'intensité de la réflectance minimale évolue entre  $2,3 \times 10^{-5}$  à 0,0029 UIR/° en passant des faibles concentrations aux concentrations élevées. De plus, l'angle de résonance varie de 68,14° à 78,13°. Par ailleurs, FWHM augmente de 3,6° à 5,4°, tandis que le décalage de l'angle de résonance connaît une variation totale de  $\Delta\theta_{res} = 10^\circ$ , comme le détaille le tableau associé.

Avec des concentrations plus élevées d'hémoglobine, la densité des molécules sur la surface de particule métallique augmente. Cette densité plus élevée améliore l'interaction entre la lumière incidente et les molécules d'analyte, conduisant à un effet SPR plus prononcé et à une réflectivité plus élevée. Les particules d'argent à la surface ont la capacité d'adsorber les molécules

d'hémoglobine, ce qui modifie les propriétés de la protéine. Cette interaction peut affecter la stabilité, la fonction ou les propriétés de liaison de la protéine[15]. Les particules d'argent ou les ions peuvent induire un stress oxydatif en générant des espèces réactives d'oxygène, qui peuvent interagir avec la structure protéique de l'hémoglobine, entraînant des modifications ou des dommages.

concentration	nHB	$\theta_{res}(^{\circ})$	$R_{min}$ (IU)	$\Delta\theta_{res}(^{\circ})$	FWHM( $^{\circ}$ )	Sensibilité( $^{\circ}$ )/(IU)
0 g/l	1,3321	68,14	0,0029	Réf	2,5	Réf
50 g/l	1,3459	69,85	0,0022	1,18	2,8	123,91
100 g/l	1,3580	71,65	0,0013	1,27	3,0	138,76
150 g/l	1,3711	73,56	0,0006	1,30	3,2	145,80
200 g/l	1,3841	75,67	$7,3 \times 10^{-5}$	1,39	3,4	162,30
250 g/l	1,3972	78,13	$2,3 \times 10^{-5}$	1,45	3,7	187,78

Tableau.4. 4.Disposition des valeurs de l'indice de réfraction (IR), de la réflectance minimale (Rmin), du FWHM, de l'angle de résonance et de la sensibilité S à  $\lambda=633$  nm, pour épaisseur d'argent d Ag=46 nm

Les données présentées dans le tableau ci-dessus mettent en évidence le comportement du capteur à base d'argent en présence d'hémoglobine, couvrant diverses variations de concentration se traduisant par un changement de 0,0652 unités d'indice de réfraction (RI). Les résultats du SPR révèlent une sensibilité remarquable à des concentrations élevées, avec des valeurs de 187,78°/RIU, ainsi qu'à des concentrations faibles, atteignant 123,91°/RIU. Il est clair que le capteur à base d'argent présente des performances supérieures à celles du capteur en or. Cependant, il présente également des effets secondaires indésirables, ce qui en fait un choix moins favorable expérimentalement. Il est possible d'atténuer ces effets secondaires en utilisant l'argent comme une couche adhésive, recouverte d'une couche d'or ou d'un autre matériau, comme le graphène ou le MXenes. Cela pourrait potentiellement améliorer davantage les performances du capteurs[16].

## 4.4 Exploration des performances du capteur SPR

### 4.4.1 La sensibilité

La concentration d'hémoglobine, peut influencer la sensibilité de SPR. Des concentrations plus élevées entraînent généralement des signaux plus forts et une sensibilité accrue, c'est parce que plus de molécules d'hémoglobine sont disponibles pour interagir avec la surface du capteur SPR, tandis que des concentrations plus faibles peuvent entraîner des signaux plus faibles et une sensibilité réduite. La figure 4.18 dépendre que les capteurs SPR basés sur l'argent étudiés montrent une sensibilité accrue dans la plage spectrale de 435 à 700 nm.

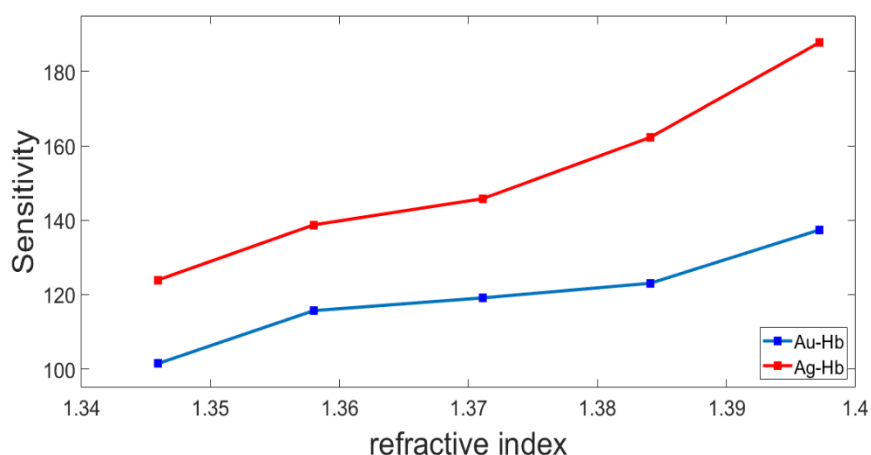


Figure.4. 18. Variation de sensibilité avec l'indice de réfraction de l'hémoglobine.

Cette amélioration s'explique par l'indice de réfraction inférieur de l'argent, variant de 0,13982 à 0,15433, ainsi que par son coefficient d'extinction plus élevé, allant de 2,1868 à 4,3046, par rapport aux capteurs à base d'or. Ces caractéristiques favorisent la fonctionnalisation de la surface métallique avec des biomolécules sur les capteurs à base d'argent. Cependant, il est important de noter que l'or présente un indice supérieur, allant de 0,25701 à 1,3557, et un coefficient d'extinction compris entre 1,7016 et 3,7153, ce qui se traduit par une affinité accrue pour les biomolécules.

### 4.4.2 L'angle de résonance

L'angle de capteur SPR est fortement lié à l'indice de réfraction du milieu dans lequel la SPR se produit. L'angle de résonance optimal pour l'activation SPR peut être déterminé par un certain nombre de paramètres, y compris la composition du film métallique et l'indice de réfraction de l'échantillon. De petites variations de l'indice de réfraction de l'hémoglobine entraînent de grands changements dans la réponse SPR à l'angle de résonance, ce qui le rend très sensible aux événements des liaisons de la molécule.

La figure 4.19 montre que l'angle de SPR a une relation linéaire avec l'indice de réfraction de l'hémoglobine et même avec sa concentration. Le degré de changement de l'angle SPR en fonction du changement de l'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde d'excitation et du contact des molécules d'hémoglobine avec la surface métallique.

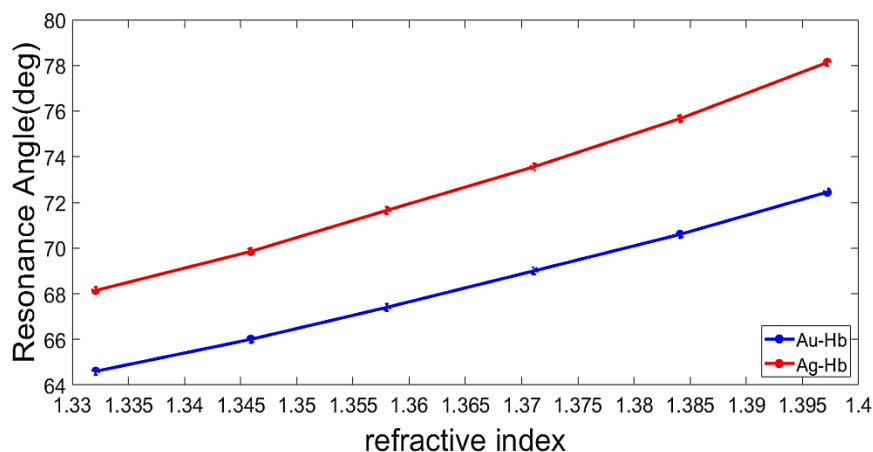


Figure.4. 19. Variation d'angles de résonances avec l'indice de réfraction de l'hémoglobine

Dans notre cas, une modification de la concentration de 50 g/l entraîne une variation de 0,013 de l'indice de réfraction, ce qui représente un décalage d'angle de 1,4 degré. Ainsi, en effectuant un simple calcul, il est évident qu'une modification très faible de 0,001 d'indice se manifeste par un décalage d'angle de 0,11 degrés. Cette constatation souligne l'extrême sensibilité du capteur.

#### 4.4.3 La largeur à mi-hauteur maximale (FWHM)

La figure.4.20 illustre les variations de FWHM en fonction de l'indice de réfraction. Le FWHM est une mesure couramment utilisée dans la Résonance Plasmonique de Surface (SPR) pour évaluer sa performance. Il représente la largeur d'un pic angulaire à mi-hauteur de son intensité maximale. Ou un petit FWHM se traduit par une bonne performance de capteur. Cette mesure est souvent influencée par l'indice de réfraction du matériau à travers lequel la lumière se propage.

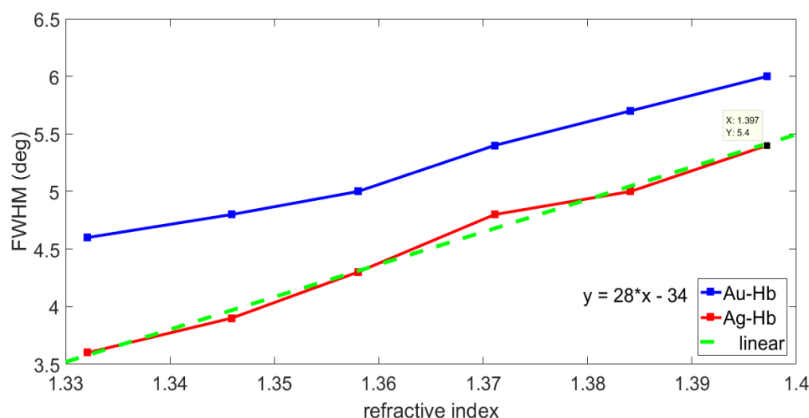


Figure.4. 20. Variation de largeur à mi-hauteur en fonction de l'indice de réfraction d'hémoglobine

Lorsque la lumière traverse un matériau avec un indice de réfraction différent, comme l'hémoglobine, elle subit des changements de vitesse et de direction plus prononcés. Cela peut provoquer une dispersion, où les différentes longueurs d'onde de la lumière se courbent de manière distincte. En conséquence, la largeur angulaire du pic s'élargit de 4,6 jusqu'à 6°, ce qui se traduit par une augmentation du FWHM ou c'est le cas de l'or tandis que l'argent dévoile une faible largeur angulaire de 3,6 à 5,4°.

#### 4.4.4 La figure de mérite (FOM)

La figure de mérite (FOM) est une mesure de performance qui montre comment la sensibilité et FWHM affectent le fonctionnement des capteurs de résonance plasmonique de surface (suivant la relation I.30). C'est un facteur essentiel à prendre en compte lors de la conception et de l'évaluation des capteurs, c'est-à-dire qu'un FOM plus grand suggère un meilleur rendement des capteurs.

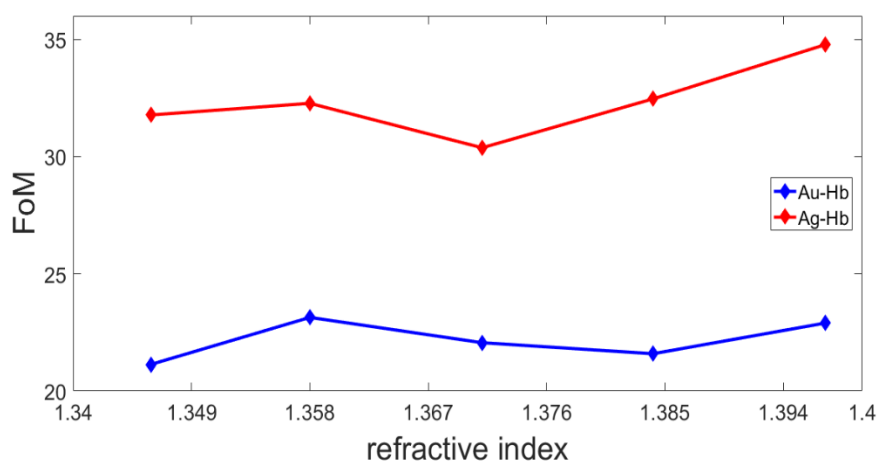


Figure.4. 21 Variation de la figure de mérite en fonction de l'indice de réfraction d'hémoglobine

D'après la figure 4.21, on peut constater que le capteur soit la base de l'or ou de l'argent, il présente sa FoM élevée, d'environ 35 lorsque la concentration d'hémoglobine est élevée, correspondant à un indice de 1,3972. En contraste, la valeur minimale est enregistrée à un faible indice, environ 1,345 pour l'or. De l'autre côté, l'argent atteint sa valeur minimale à une concentration de 150 g/l, correspondant à un indice de 1,3711. Cette variation est attribuable au fort pouvoir d'attraction des molécules d'hémoglobine envers le métal, se traduisant par une affinité marquée pour la surface métallique, ce qui engendre un FoM élevé.

#### 4.4.5 La précision de détection (DA)

Un rapport signal-bruit élevé est nécessaire pour une détection précise. Le capteur assure que le signal de liaison de l'analyte peut distinguer tout bruit de fond ou interactions non spécifiques. En général, la sensibilité est toujours inversement proportionnelle à la précision de détection. Une sensibilité optimale est recherchée afin d'obtenir une mesure précise.

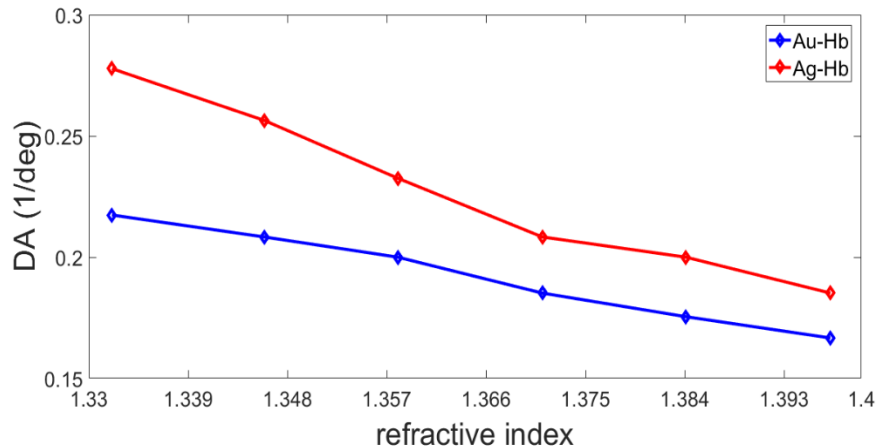


Figure.4. 22. Variation de précision de détection en fonction de l'indice de réfraction d'hémoglobine

La figure présentée illustre la variation de la précision de détection en fonction de l'indice de réfraction de l'hémoglobine afin de vérifier la précision du capteur. La figure montre que l'argent présente une précision supérieure à celle de l'or, ce qui est positif. Cependant, on observe que cette valeur diminue plus rapidement avec l'augmentation de l'indice de réfraction (la concentration de Hb) pour l'argent par rapport à l'or. Cela peut être dû à l'instabilité de l'argent lorsqu'il interagit avec un milieu biologique.

#### 4.4.6 Le changement de phase

La réflectance (R) de la structure multicouche est calculée par la formule  $R = |r|^2$ . L'angle de résonance ( $\theta_{res}$ ) est calculé en traçant la courbe de réflectance du modèle de couche N avec l'angle d'incidence ( $\theta$ ). Ceci correspond à la réflectance minimale requise pour une stimulation efficace de la SP. le décalage de phase ( $\phi$ ) pendant la TIR à l'angle de résonance entre la lumière l'incidente et réfléchi est calculé par la relation suivante [17].

$$\phi = \arg(r)$$

IV. 5



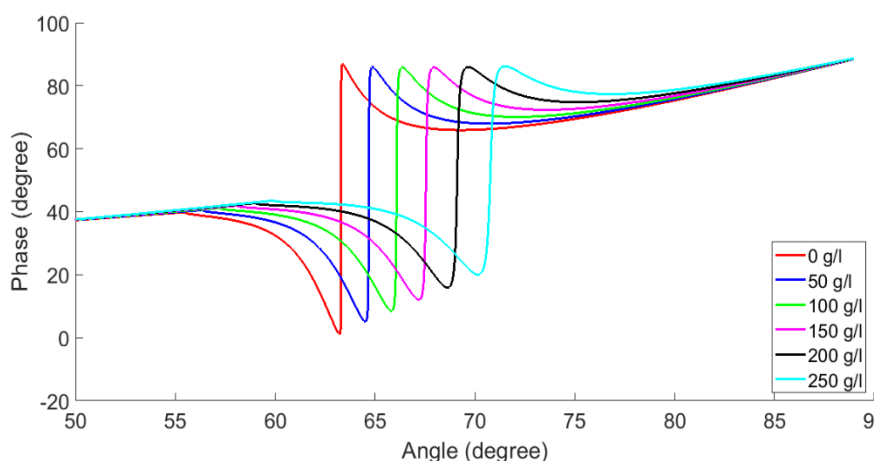


Figure.4. 23. Décalage de phase pour différentes concentrations d'Hémoglobine avec l'or  
Prisme BK7/Au ( $d=48$  nm)/Hb

Tel que représenté par les figures 4.16 et 4.17, le décalage d'angle de résonance ( $\theta_{rés}$ ) le plus net de la lumière de p-polarisation dans les conditions d'excitation SPR ne se produit que lorsque la réflectivité est proche de zéro. Le tracé de l'angle de phase avec l'angle d'incidence de la figure 4.23 ou la réponse du capteur à base d'or avec la variation de la concentration d'hémoglobine est montré à la figure 4.16. Dans le cas de la méthode d'interrogation de phase, la représentation ci-dessus illustre que lorsque la résonance se produit pour un indice de réfraction spécifique du milieu de détection (l'hémoglobine), la phase entre l'incident et la lumière réfléchi change rapidement. Lorsque l'indice de réfraction de l'hémoglobine passe de 1,3321 à 1,3972, ce qui correspond à des concentrations allant de 0 g/l à 250 g/l de  $n_{Hb}$ , ce changement soudain d'angle de phase aux différents angles de résonance se produit également. Les deux cas testés avec de l'or et de l'argent ont montré que l'angle de phase augmente également la concentration d'hémoglobine.

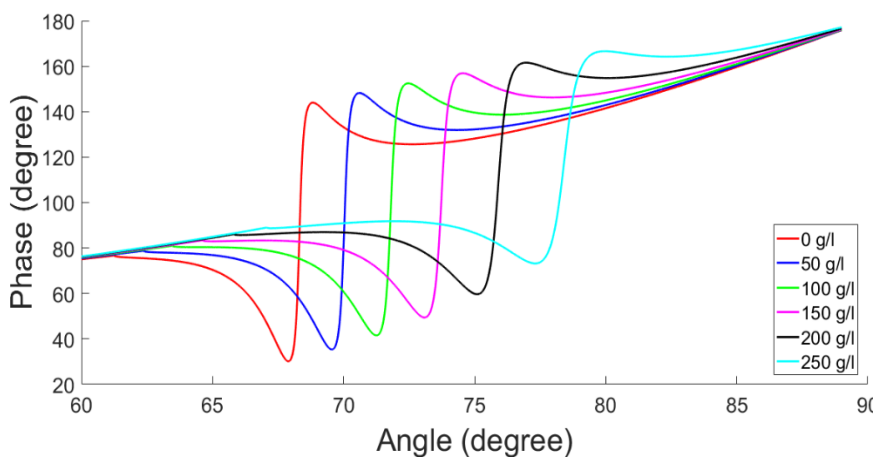


Figure.4. 24. Décalage de phase pour différentes concentrations d'Hémoglobine avec l'argent  
Prisme BK7/Au ( $d=48$  nm)/Hb

Quand l'épaisseur du film métallique change, la phase subit une transition de valeurs supérieures à inférieures lorsque le film devient plus mince, tandis qu'une transition inverse se produit lorsque le film s'épaissit, avec des épaisseurs spécifiques telles que 48 nm pour l'or et 46 nm pour l'argent. Ces caractéristiques résultent d'une compétition entre deux mécanismes d'amortissement, à savoir l'amortissement interne et l'amortissement par rayonnement, les résultats sont similaires avec les travaux de « Angad S. Kushwaha, »[17].

L'amortissement interne augmente avec l'épaisseur du film, ce qui entraîne une conversion d'énergie en pertes thermiques dans le métal. La permittivité réelle du métal est étroitement liée à la variation de l'amplitude de la phase, où l'argent présente une amplitude de phase supérieure en raison de sa permittivité supérieure à celle de l'or. De plus, la concentration en hémoglobine, c'est-à-dire la partie réelle de l'indice, a un impact sur le décalage de phase.

#### **4.5 Étude de la distribution du champ électrique**

La sensibilité des capteurs de résonance plasmonique de surface (SPR) est grandement influencée par le champ électrique. Étant donné que le champ électrique est responsable de l'excitation des plasmons de surface, tandis que le champ magnétique n'intervient pas directement dans le mécanisme SPR et n'influe donc pas sur le signal SPR, ce phénomène résulte de l'interaction entre la surface métallique et l'analyte.

Dans le but d'accroître la sensibilité des capteurs SPR, l'intensification du champ électrique entre la surface métallique et l'analyte est nécessaire. Plusieurs facteurs, tels que les dimensions, la configuration et la composition du matériau métallique, ainsi que les propriétés de l'environnement entourant la structure métallique, peuvent influencer l'optimisation de la sensibilité des capteurs SPR.

##### **4.5.1 L'influence de prisme**

En fonction de la configuration de réflexion totale interne (TIR), l'indice de réfraction du prisme est essentiel pour déterminer la sensibilité du capteur SPR. Une relation directe entre la sensibilité du capteur SPR et l'indice de réfraction a été observée dans la figure (4.5). La figure suivante (4.25) montre une corrélation entre la sensibilité et le chevauchement intégral dans la région de l'analyte, plus une augmentation significative du champ électrique due à l'absorption maximale du film métallique à l'interface métallique/diélectrique ( $H_b$ ) à une longueur d'onde de 633 nm.

La réflectivité ( $R$ ) atteint un minimum à la résonance, tandis que l'intensité du champ électromagnétique atteint un maximum à la surface, conformément à la figure 4.25. Les ondes plasmoniques de surface génèrent de forts champs évanescents au niveau du contact métal/diélectrique à l'angle de résonance. Puisqu'un champ évanescent faible peut se dissiper trop rapidement pour détecter une liaison biologique, la sensibilité provoquée par l'expansion du champ sera plus prononcée, et automatiquement un champ évanescent plus fort signifie une zone de détection plus grande pour surveiller l'interaction des molécules d'hémoglobine.

De plus, le signal SPR est particulièrement sensible aux altérations sur la surface métallique. en raison de la propriété unique de générer des champs évanescents, où l'amplitude du champ est la plus élevée à l'interface et se désintègre exponentiellement en fonction de la distance de l'interface métal / diélectrique.

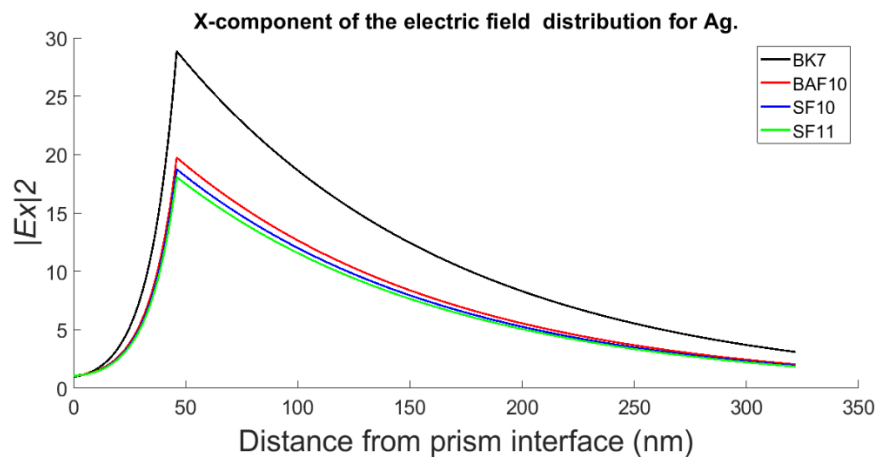


Figure.4. 25 Distribution de composante X du champ électrique le long du métal et l'hémoglobine pour différents prismes

Selon la condition de résonance, l'exigence de couplage est remplie si la permittivité réelle du métal  $|\epsilon_{mr}|$  est supérieure à la quantité  $X = (n_p^2 n_{Hb}^2 / (n_p^2 - n_{Hb}^2))$ , ce qui correspond à des angles de résonance inférieurs à  $90^\circ$ . Cette exigence fournit une particularité dans la sensibilité pour un indice de réfraction prismatique donné à une longueur d'onde constante, permettant à la quantité d'approcher  $|\epsilon_{mr}|$  à la longueur d'onde donnée. Cela démontre une augmentation du champ électrique et de même la sensibilité du capteur pour plus faible indice de réfraction prismatique, tel que le BK7, par rapport aux autres prismes étudié.

#### 4.5.2 L'influence de l'épaisseur métallique

La représentation graphique (figure 4.26) souligne clairement que lorsque l'épaisseur d'un film métallique varie de 01 nanomètre, cette variation peut être attribuée à des modifications dans le

champ électrique. Cela est dû au fait que le champ électrique est extrêmement sensible aux changements à l'interface entre le métal et le diélectrique, particulièrement près de l'angle de résonance. La distribution du champ évanescent indique que l'épaisseur optimale de la couche d'argent est de 46 nanomètres, tandis que l'épaisseur optimale de l'or est de 48 nanomètres.

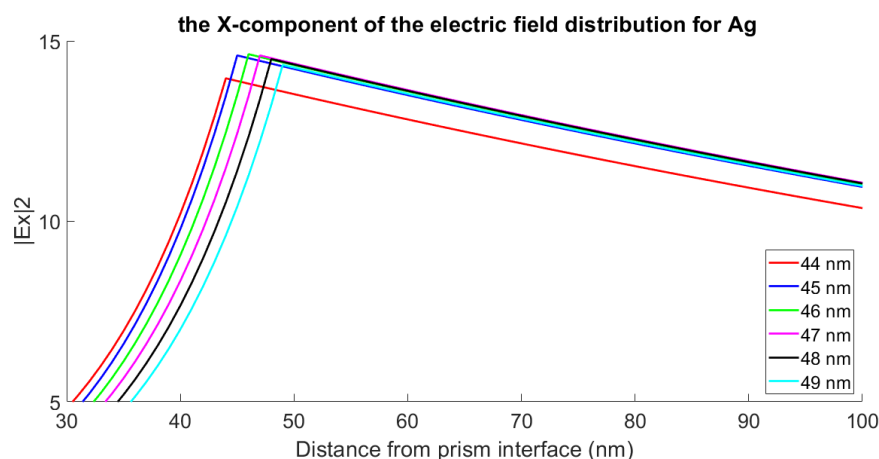


Figure.4. 26. Distribution de composante X du champ électrique le long d'argent pour différentes épaisseurs

La comparaison entre les deux graphiques exprime distinctement une constante : l'argent affiche systématiquement un champ électrique plus puissant que l'or. Cette différence s'explique par la supériorité de la conductivité électrique de l'argent par rapport à l'or, due à sa structure cristalline et à la mobilité accrue des électrons dans son réseau atomique. Cela en fait théoriquement un choix privilégié pour l'excitation SPR.

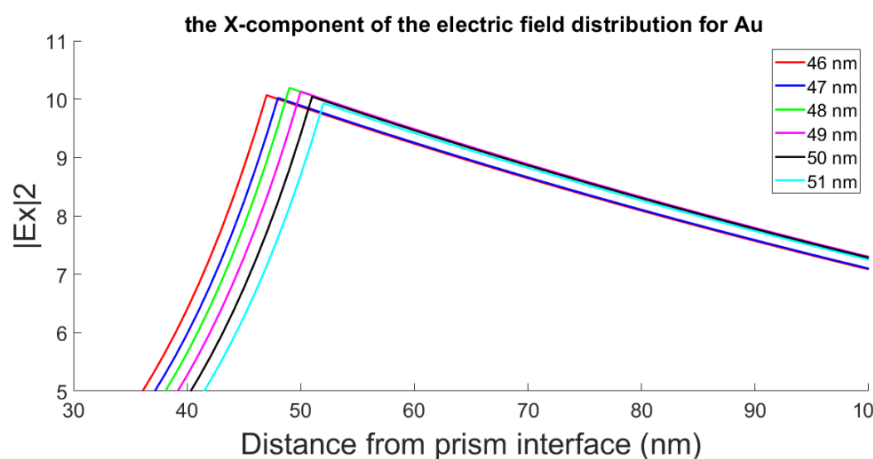


Figure.4. 27. Distribution de composante X du champ électrique le long d'or pour différentes épaisseurs

### 4.5.3 Variation de la longueur d'onde

La longueur d'onde joue également un rôle dans l'évolution des champs électriques et magnétiques. Une augmentation de la sensibilité aux longueurs d'onde plus courtes est principalement attribuable au comportement des matériaux métalliques. Les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction d'un métal déterminent la capacité d'une couche métallique à transmettre la lumière et augmentent proportionnellement avec la longueur d'onde (Figure 4.28). Lorsque l'indice de réfraction du métal passe de  $\epsilon_m = 0,13982 + 2,1868 * i$  à  $\lambda = 435 \text{ nm}$  à  $\epsilon_m = 0,1543 + 4,3046 * i$  à une longueur d'onde  $\lambda = 700 \text{ nm}$ , l'amplitude des champs  $|E_x|^2$  à l'interface de l'analyte est considérablement réduite donc la sensibilité de la structure devient discrète. Dans la configuration standard du capteur Kretschmann SPR, la profondeur de pénétration était de 135 et 245 nm à 555 et 700 nm respectivement. Le champ électrique soit plus grand pour les longueurs d'onde plus petites et la désintégration exponentiellement est rapide. Cela implique que les SPR excités à des fréquences élevées (hautes) sont plus limités à la surface métallique et ont une durée de vie plus courte que ceux excités à des fréquences élevées (basses).

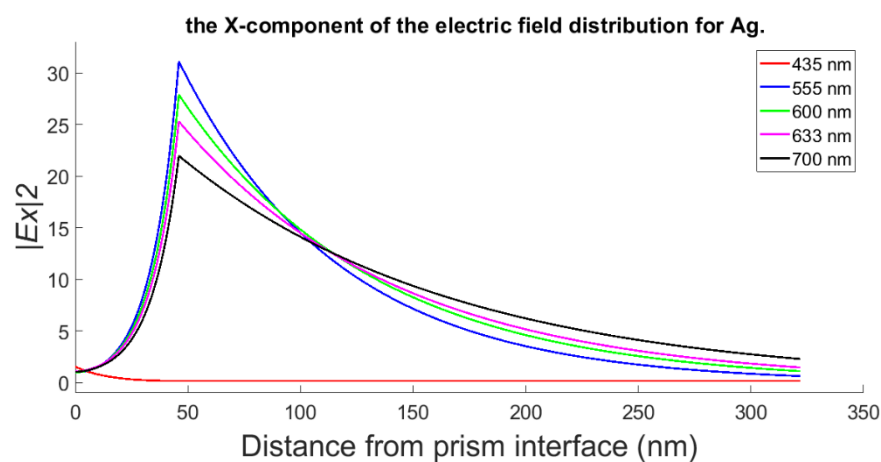


Figure.4. 28 Distribution de composante X du champ électrique le long du métal et l'hémoglobine pour différentes longueurs d'onde

À longueur  $\lambda = 435 \text{ nm}$  les modes de plasmon de surface ne peuvent pas être directement excités sur une surface lisse par une onde électromagnétique de propagation d'incident, éventuellement que le vecteur d'onde du plasmon de surface est plus grand que le vecteur d'onde  $|k_{sp}| > \omega/c$ .

### 4.5.4 Effet de l'angle de résonance

La distribution de composante X du champ électrique est continue pour l'interaction or hémoglobine à une concentration de 100 g/l, tandis que son composante Z est discontinu. Parce

que l'hémoglobine a un constant diélectrique inférieur à celle du métal ( $|\epsilon_d| = 3,6 \times 10^{-05}$ ),  $|Ez|^2$  présente une amplification substantielle au contact métal/analyte. L'onde plasmonique de surface génère un champ évanescent fort environ  $23 \text{ Vm}^{-1}$  (figure 4.29) au contact métal/diélectrique à l'angle de résonance. En raison de sa propre caractéristique de générer des champs évanescents, où l'amplitude du champ est la plus élevée à l'interface et se désintègre exponentiellement en fonction de la distance entre l'interface métal/hémoglobine, le signal SPR est particulièrement sensible aux changements à la surface métallique.

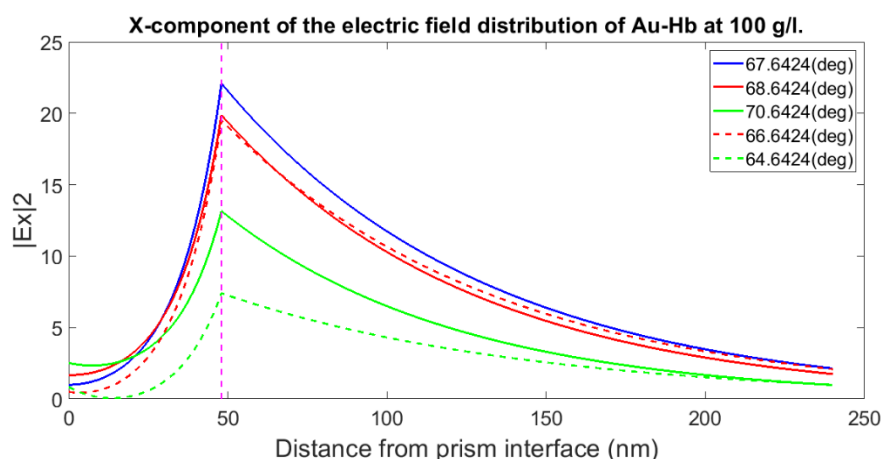


Figure.4. 29. Distribution de composante X du champ électrique le long de l'or et l'hémoglobine pour différents angles autour de l'angle de résonance  $\theta_{res}=67,65^\circ$

Le champ de l'onde évanescente se propage le long de la limite (direction x) et se décroît exponentiellement avec l'augmentation de la distance de la limite (direction z). L'amplification du champ électrique est la plus importante à la résonance, où l'angle de résonance est  $\theta_{rés} = 67,6^\circ$ , tel qu'illustré par les Figures.4.29 et 4.30 comparativement aux exemples près de la résonance.

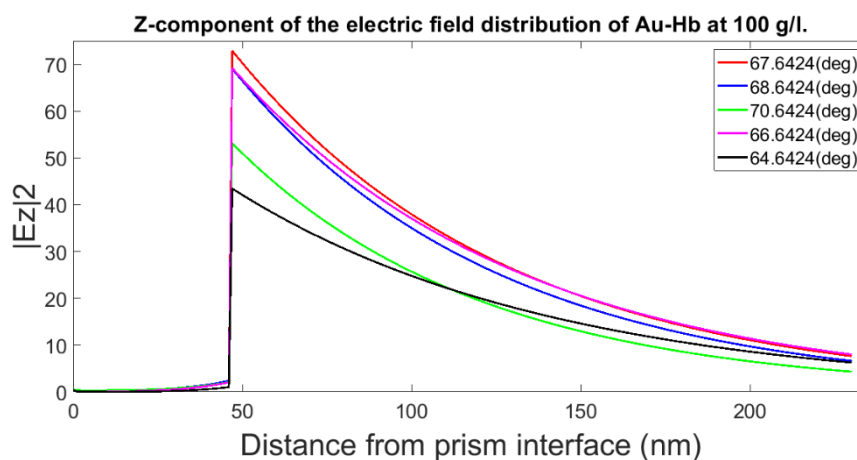


Figure.4. 30. Distribution de composante Z du champ électrique le long de l'or et l'hémoglobine pour différents angles autour de l'angle de résonance  $\theta_{res}=67,65^\circ$

En examinant la Figure.4.29, on peut remarquer que la composante z du champ électrique présente une discontinuité. Elle est presque nulle à la surface métallique, puis augmente brusquement à son maximum de 2 jusqu'à 73 V/m à l'interface métal-diélectrique. Elle reste constamment maximale à l'angle de résonance  $\theta_{res} = 67,65^\circ$  et autour de cet angle, à l'intérieur de l'hémoglobine, elle décroît de manière exponentielle jusqu'à son extinction. La composante z du champ électrique peut affecter la détection SPR en influençant la distribution du champ évanescent, en modulant le signal SPR à travers les champs électriques appliqués et en affectant l'excitation des plasmons de surface.

Lors de l'interaction entre l'argent et l'hémoglobine, un comportement similaire à celui décrit précédemment a été observé. Cependant, l'argent génère un champ électrique évanescent plus élevé que l'or en raison de sa permittivité réelle, qui favorise une meilleure propagation du champ électrique. Bien que la partie imaginaire de la constante diélectrique n'affecte pas l'amplitude de champ évanescent, elle induit un déphasage en fonction de la distance dans le milieu c'est-à-dire la direction z. Ce champ électrique évanescent atteint progressivement son maximum à l'interface entre l'argent et l'hémoglobine, atteignant jusqu'à 31 V/m, avant de décroître de manière conforme à la normale.

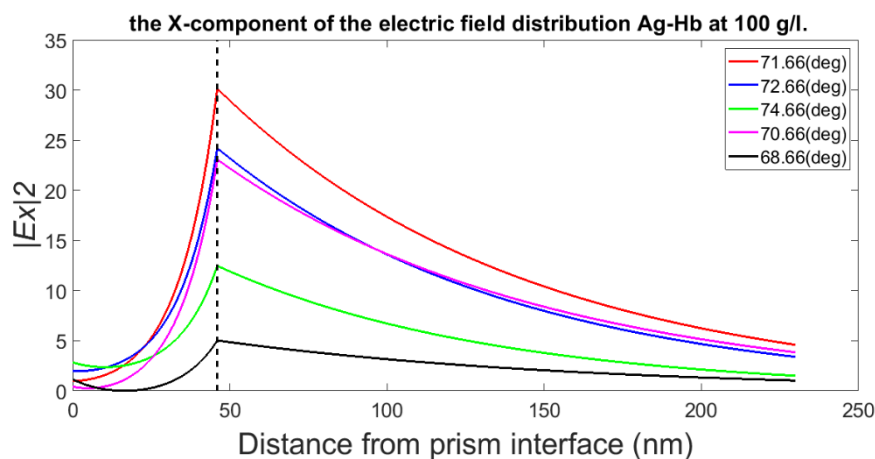


Figure.4. 31. Distribution de composante X du champ électrique le long de l'argent et l'hémoglobine pour différents angles autour de l'angle de résonance  $\theta_{res} = 71,65^\circ$

Les tracés figurant à la figure 4.32 représentent la composante z du champ électrique de l'argent lorsque celui-ci est en présence d'hémoglobine à une longueur d'onde de 633 nm maintiennent une discontinuité significative en fonction de la distance par rapport au prisme ou à la surface métallique. Leur valeur maximale se manifeste précisément à l'interface entre le métal et l'hémoglobine, particulièrement lorsqu'on atteint l'angle de résonance. Même dans la région pré-

résonance, cette valeur s'élève à environ 240 V/m, ce qui la rend plus de trois fois supérieure à celle de l'or. Cette augmentation substantielle renforce la sensibilité du biocapteur associé.

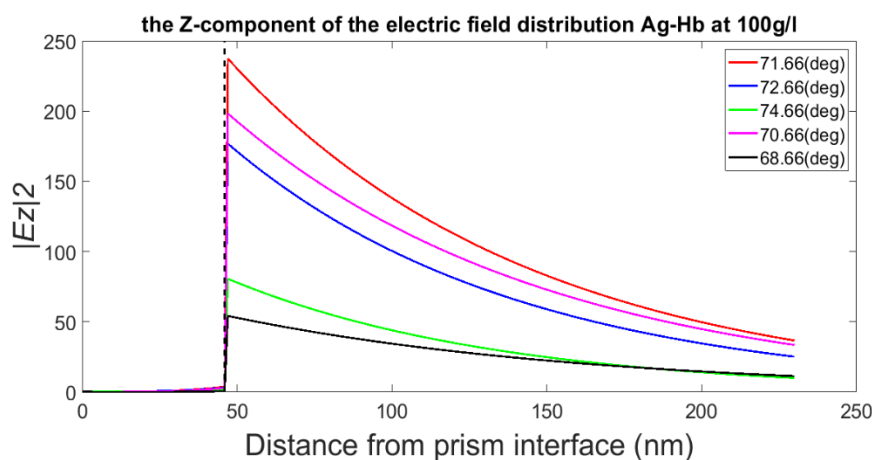


Figure.4. 32 Distribution de composante Z du champ électrique le long de l'argent et l'hémoglobine pour différents angles autour de l'angle de résonance  $\theta_{res}=71,66^\circ$

#### 4.5.5 Variation de la concentration d'hémoglobine

On a étudié une plage de 0 à 250 g/L pour évaluer l'effet de la concentration, en utilisant la longueur d'onde optimale de 633 nm, et les résultats sont présentés dans les graphiques 4.33 et 4.34. Selon l'analyse des courbes de concentration, la sensibilité du capteur est améliorée en augmentant l'indice de réfraction. Il est bien connu que le champ électrique est lié à cette sensibilité et que la valeur du champ électrique augmente avec l'élargissement de la plage de concentration. La densité accrue des biomolécules d'hémoglobine en contact avec la surface métallique est à l'origine de cette augmentation.

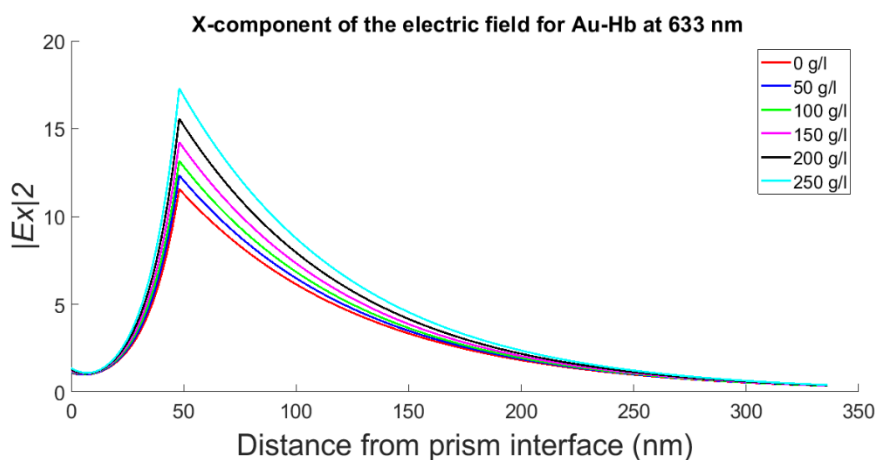


Figure.4. 33 . Distribution de composante X du champ électrique le long de l'or pour différentes concentrations d'hémoglobine à 633 nm



Il a été constaté que l'argent présente de manière systématique un comportement plus prononcé que l'or, atteignant une valeur de champ électrique comprise entre 23 et 28 V/m, tandis que l'or présente une variation plus modeste, avec des valeurs oscillant entre 11 et 18 V/m. Cela veut dire qu'un champ électrique plus intense peut exciter davantage les plasmons de surface ou faciliter d'autres interactions hémoglobine-surface métallique qui peut amplifier le signal de détection. Néanmoins, il convient de souligner qu'il existe une contrainte à la sensibilité accrue des capteurs SPR à mesure que la concentration de l'analyte augmente. Lorsque la surface est saturée par les molécules d'hémoglobine, une augmentation supplémentaire de la concentration ne se traduira pas par une augmentation proportionnelle de la réponse du capteur. Les résultats obtenus se rapprochent étroitement des résultats obtenus par Atef Shalabney[18].

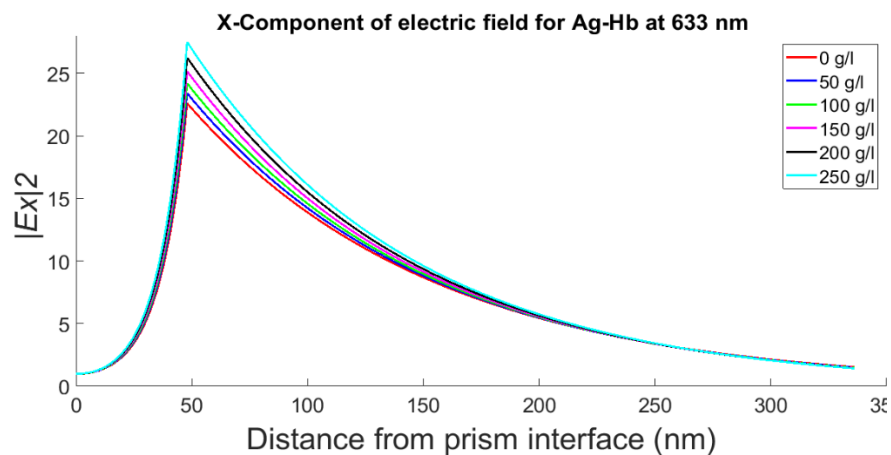


Figure.4. 34. Distribution de composante X du champ électrique le long de l'argent pour différentes concentrations d'hémoglobine à 633 nm

#### 4.6 Etude de glucose

La figure.4.35 présente la variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence pour différentes concentrations du glucose à une longueur d'onde 633 nm pour une épaisseur d'argent de 46 nm. Pour une concentration du glucose de 120 g/l, il est clair que le capteur pourrait détecter ce changement avec une sensibilité de  $S=141,41$  /RIU alors que FWHM de  $4,2^\circ$ , DA est  $0.2381$  deg<sup>-1</sup>, et QF est  $33.669$  RIU<sup>-1</sup>.

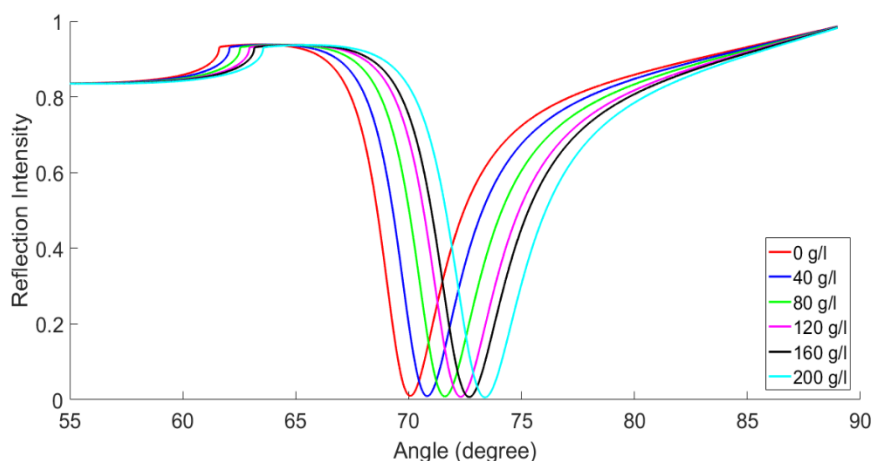


Figure.4. 35 Courbes SPR de différentes concentrations du glucose à  $\lambda=633$  nm, pour épaisseur d'argent d  $Ag=46$  nm

Les données concernant l'indice de réfraction, la réflectivité minimale, la largeur à mi-hauteur (FWHM) et la sensibilité au glucose pour diverses concentrations, allant de 0 à 200 g/l, sont présentées dans le tableau 4.5. Selon le tableau, l'indice de réfraction augmente linéairement avec la concentration de glucose, passant de 1,33128 à 1,35497. En outre, la réflectivité minimale décroît en fonction de la concentration, passant de 0,01009 à 0,00610. Le changement de concentration a également un effet sur la FWHM, qui augmente de 3,9 à 4,4 degrés.

Concentration	$n_{gl}$	$\theta_{rés}$ (°)	$R_{min}$ (UI)	FWHM(°)	$\Delta n$	$\Delta\theta_{rés}$ (°)	S(UI)
0 g/l	1.33128	70,07	0,01009	3,9	Réf	Réf	Réf
40 g/l	1.33698	70,83	0,00939	4,0	0,00570	0,76	133,33
80 g/l	1.34273	71,61	0,00853	4,1	0,00575	0,78	135,65
120 g/l	1.34768	72,31	0,00762	4,2	0,00495	0,70	141,41
160 g/l	1.35028	72,69	0,00709	4,3	0,00260	0,38	146,15
200 g/l	1.35497	73,39	0,00610	4,4	0,00469	0,7	149,24

Tableau.4. 5 Disposition des valeurs de l'indice de réfraction (IR), de la réflectance minimale ( $R_{min}$ ), du FWHM, de l'angle de résonance du glucose pour  $\lambda=633$  nm, pour épaisseur d'argent d  $Ag=46$  nm

La sensibilité suit une tendance semblable en augmentant de 133,33 à 149,24 UI lorsque la concentration augmente. Ces données ont des implications potentiellement significatives, notamment dans l'évaluation de la concentration de glucose dans l'urine et la détection des maladies telles que le diabète ou la grossesse, parce qu'un changement de 0,00260 entraîne un retrait d'angle de résonance de 0,38°. Donc ce capteur peut détecter de petits changements dans l'indice de réfraction. Pour cela, nous nous efforçons continuellement d'améliorer la sensibilité du capteur en ajoutant différents matériaux tel que  $SiO_2$ ,  $ZnO$ ,... etc, en particulier au-dessus de la couche métallique, qui augmentent le décalage de l'angle de résonance.

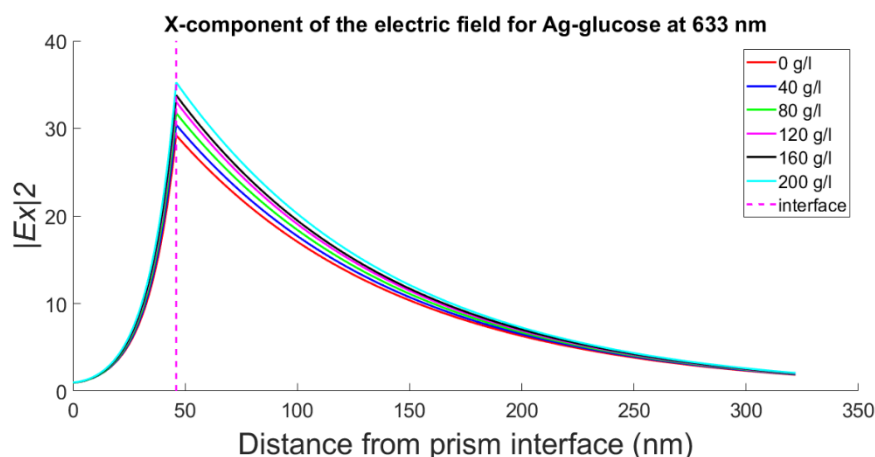


Figure.4. 36 Distribution de composante X du champ électrique le long de l'argent pour différentes concentrations du glucose à 633 nm

#### 4.7 Réponse d'interaction avec d'autres tissus

Grâce aux résultats significatifs obtenus lors de l'étude d'analyte comme l'hémoglobine et le glucose, un test de simulation a été appliqué sur d'autres tissus biologiques indiqué dans le tableau 4.6, les renseignements obtenus nous ont permis d'en savoir plus sur le fonctionnement des analytes biologiques et de comprendre comment le glucose interagit avec la lumière entrante dans le contexte de la détection SPR. Il est important de noter que le capteur SPR utilise un matériau qui possède des propriétés pertinentes, mais qui doit également être adapté aux exigences de détection individuelles, en tenant compte d'aspects tels que la sensibilité ( $R_{\min}$ ) et la largeur à mi-hauteur (FWHM). En outre, ces résultats peuvent être utilisés pour guider le développement de capteurs SPR pour une variété d'applications de détection biologique et chimique.

tissus	n	$\theta_{\text{res}}$ (°)	$R_{\min}$ (UI)	FWHM(°)
Derme	$1.3818 + 0.0049i$	69,65	0,0461	5,2
Fois	$1.3791 + 0.0087i$	66,26	0,1577	6,5
Muscles	$1.3713 + 0.0062i$	68,39	0,0670	5,4
Pancréas	$1.3517 + 0.0113i$	69,34	0,1127	6,3
Glucose 10 g/dl	$1.3470 + 0i$	65,70	0,0022	3,4

Tableau.4. 6 Disposition des valeurs de l'indice de réfraction (IR), de la réflectance minimale ( $R_{\min}$ ), du FWHM, de l'angle de résonance de différents tissus pour  $\lambda=633$  nm, pour épaisseur d'argent  $d_{\text{Ag}}=46$  nm

Les données illustrées dans le tableau 4.6 se situent tous dans la plage des indices de réfraction des tissus de mammifères dont la partie réelle varie de 1,347 à 1,3818 et imaginaire varie de 0 à 0.0113. Les muscles ont un indice de réfraction de  $1,3713 + 0,0062i$ , avec un angle de résonance relativement élevé de 68,39 degrés. Cela suggère que la SPR dans le tissu musculaire se produit

à cet angle. Le  $R_{\min}$  est de 0,0670, ce qui indique un niveau de sensibilité modéré, et le FWHM est de 5,4 degrés.

Le tissu hépatique a un indice de réfraction complexe de  $1,3791 + 0,0087i$ , avec un angle de résonance de 66,26 degrés. Ce tissu a un  $R_{\min}$  relativement plus élevé de 0,1577 et un FWHM légèrement plus large de 6,5 degrés par rapport aux muscles.

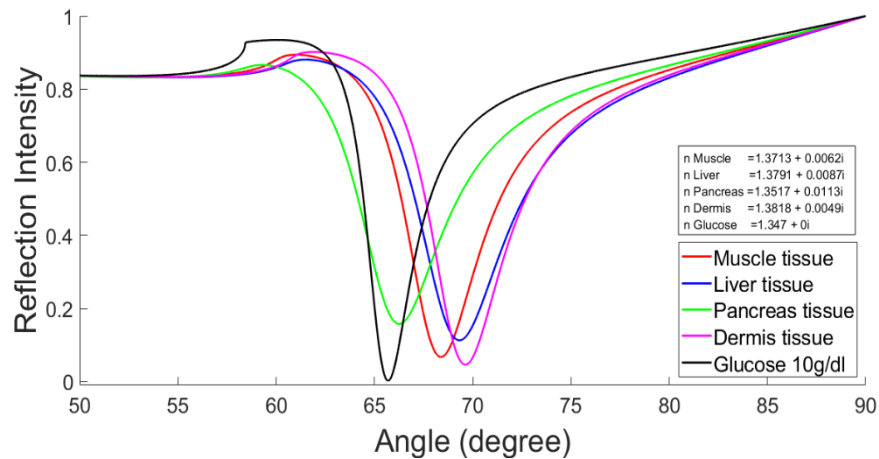


Figure.4. 37. Courbes SPR pour différents tissus pour  $\lambda=633$  nm, pour épaisseur d'argent  $d_{Ag}=46$  nm

Le tissu pancréatique présente un indice de réfraction de  $1,3517 + 0,0113i$ , et une absorption élevée par rapport aux autres tissus, avec un angle de résonance de 69,34 degrés. Il a un  $R_{\min}$  modéré de 0,1127 et un FWHM de 6,3 degrés. La peau (derme) a un indice de réfraction réel supérieur aux autres tissus de  $1,3818 + 0,0049i$ , avec un angle de résonance relativement élevé de 69,65 degrés. Le  $R_{\min}$  est de 0,0461 et le FWHM est de 5,2 degrés.

La solution de glucose a un indice de réfraction plus simple de  $1,347 + 0i$ , avec un angle de résonance de 65,70 degrés. Le  $R_{\min}$  est assez faible à 0,0022, indiquant une sensibilité élevée aux changements d'indice de réfraction, et le FWHM est relativement étroit à 3,4 degrés.

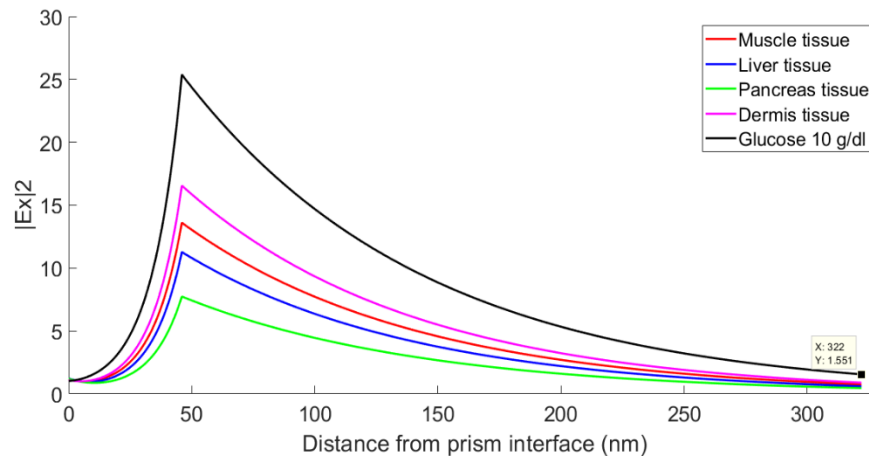


Figure.4. 38 Distribution de composante X du champ électrique le long de l'argent pour différents tissus à 633 nm

On peut constater que l'angle de résonance est influencé de manière significative par l'indice de réfraction d'un matériau biologique, la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) et la profondeur du pic d'intensité. En particulier, l'augmentation de la partie réelle de l'indice de réfraction entraîne un déplacement de l'angle de résonance vers des valeurs plus élevées. Lorsque le coefficient d'extinction ( $k$ ) est élevé, il favorise une absorption accrue de la lumière, ce qui se traduit par une réflectivité minimale plus élevée. De plus, lorsque les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction sont élevées, la FWHM de la résonance s'élargit, indiquant une résonance moins sélective en termes de longueurs d'onde. Ces observations mettent en lumière l'importance cruciale de l'indice de réfraction complexe dans la modélisation et la conception de capteurs SPR pour une détection précise et sensible de diverses propriétés des matériaux cibles.

Sur la base de cette étude des tissus biologiques, les résultats obtenus confirment les résultats de l'étude de la variation de la concentration en hémoglobine et en glucose, et donc ce capteur montre une efficacité et des qualifications qu'il ne connaît pas, comme une alternative distincte aux capteurs ordinaires, puisque cela dépend du moindre changement de l'indice de réfraction.

#### 4.8 Conclusion

L'étude numérique a permis de sélectionner le prisme en verre BK7 pour son excellente sensibilité et son important décalage de la courbe de réflectivité. L'épaisseur de la couche métallique, en or et en argent, joue un rôle clé dans les performances du capteur SPR, en permettant d'atteindre une sensibilité élevée tout en évitant la saturation de détection. Les longueurs d'onde plus élevées, notamment 633 nm, sont préférables pour interagir avec les plasmons de surface.

L'étude recommande des épaisseurs d'hémoglobine supérieures à 100 nm tout en évitant de dépasser 300 nm pour éviter la saturation de détection. La profondeur de pénétration démontre l'importance de choisir des longueurs d'onde et des épaisseurs d'échantillons appropriées pour une interaction efficace avec les plasmons de surface.

L'analyse des courbes SPR pour la détection de l'hémoglobine avec des couches métalliques d'or et d'argent a montré que les capteurs à base d'argent semblent présenter une sensibilité exceptionnelle, atteignant jusqu'à 187,78 degrés/RIU pour des concentrations élevées d'hémoglobine, tandis que les capteurs en or offrent une sensibilité de 137,4 degrés/RIU pour les concentrations les plus élevées.

Ces résultats sont cruciaux pour la conception de capteurs SPR hautement performants pour la détection de composés biologiques. L'approfondissement dans la propagation de champ électrique met en lumière les facteurs clés qui influencent la sensibilité des capteurs SPR en relation avec la distribution du champ électrique, offrant des informations précieuses pour la conception et l'optimisation de ces capteurs, notamment dans le domaine de la détection de l'hémoglobine qui coïncide avec l'étude de réflectivité.

Les résultats obtenus concordent avec d'autres recherches antérieures, ce qui renforce leur pertinence dans le domaine de la résonance plasmonique de surface. Enfin, le système de simulation a été utilisé pour étudier le glucose à différentes concentrations, ainsi que d'autres tissus biologiques tels que les muscles, le foie, etc. Cette application visait à démontrer la détection grâce à la réponse réfléctive et à mettre en évidence une amélioration de la sensibilité.

#### 4.9 Références bibliographiques

- [1] M. R. Kaazempur-Mofrad *et al.*, “Role of simulation in understanding biological systems,” *Comput. Struct.*, vol. 81, no. 8–11, pp. 715–726, 2003, doi: 10.1016/S0045-7949(02)00481-9.
- [2] G. Scarella *et al.*, “Realistic numerical modelling of human head tissue exposure to electromagnetic waves from cellular phones,” *Comptes Rendus Phys.*, vol. 7, no. 5, pp. 501–508, 2006, doi: <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2006.03.002>.
- [3] L. Gao, M. Li, F. Liu, and L. Zhang, “Numerical Simulation of the Plane Electromagnetic Wave Transient Propagation in Lossy Medium,” *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.*, vol. 799, no. 1, 2020, doi: 10.1088/1757-899X/799/1/012014.
- [4] L. Gao, M. An, and Q. Zhao, “Computing the plane electromagnetic wave transient propagation in lossy medium based on COMSOL,” in *2015 International Conference on Estimation, Detection and Information Fusion (ICEDIF)*, 2015, pp. 367–371. doi: 10.1109/ICEDIF.2015.7280225.
- [5] T. Zhang, X. Cao, and S. Chen, “Gradient viscoelastic virtual boundary for numerical simulation of wave propagation,” *Comput. Math. with Appl.*, vol. 147, pp. 202–209, 2023, doi: <https://doi.org/10.1016/j.camwa.2023.07.026>.
- [6] K. Huang, G. Papanicolaou, K. Solna, C. Tsogka, and H. Zhao, “Efficient numerical simulation for long range wave propagation,” *J. Comput. Phys.*, vol. 215, no. 2, pp. 448–464, 2006, doi: 10.1016/j.jcp.2005.11.003.
- [7] J.-J. Greffet, “Introduction to Surface Plasmon Theory,” in *Springer Series in Optical Sciences*, vol. 167, 2012, pp. 105–148. doi: 10.1007/978-3-642-28079-5\_4.
- [8] Y. Huang, L. X. Gao, S. Q. Li, W. L. Su, and H. A. Ye, “Research on surface plasmon resonance sensor based on wavelength modulation by using theoretical simulation,” *Proc. - 3rd Int. Conf. Meas. Technol. Mechatronics Autom. ICMTMA 2011*, vol. 3, pp. 83–86, 2011, doi: 10.1109/ICMTMA.2011.592.
- [9] V. Yesudasu, H. S. Pradhan, and R. J. Pandya, “Recent progress in surface plasmon resonance based sensors: A comprehensive review,” *Heliyon*, vol. 7, no. 3, p. e06321, 2021, doi: 10.1016/j.heliyon.2021.e06321.
- [10] B. A. Cordier, N. P. D. Sawaya, G. G. Guerreschi, and S. K. Mweeney, “Biology and medicine in the landscape of quantum advantages,” *J. R. Soc. Interface*, vol. 19, no. 196, 2022, doi: 10.1098/rsif.2022.0541.
- [11] V. A. Popescu and A. K. Sharma, “Simulation and analysis of different approaches towards fiber optic plasmonic sensing for detection of human-liver tissues,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 51, no. 9, pp. 1–10, 2019, doi: 10.1007/s11082-019-2008-4.
- [12] S. Pandey, S. Singh, S. Agarwal, A. K. Sharma, and P. Lohia, “Optik Simulation study to improve the sensitivity of surface plasmon resonance sensor by using ferric oxide, nickel and antimonene nanomaterials,” *Optik (Stuttg.)*, vol. 267, no. July, p. 169757, 2022, doi: 10.1016/j.ijleo.2022.169757.
- [13] D. Barchiesi *et al.*, “Performance of Surface Plasmon Resonance Sensors Using Copper/Copper Oxide Films: Influence of Thicknesses and Optical Properties,” *Photonics*, vol. 9, no. 2, 2022, doi: 10.3390/photonics9020104.
- [14] L. de Haan and T. Koppelaars, “Set Theory: Introduction,” in *Applied Mathematics for Database Professionals*, Berkeley, CA: Apress, 2007, pp. 23–45. doi: 10.1007/978-1-4302-0348-3\_2.
- [15] A. K. Bhunia, T. Kamilya, and S. Saha, “Study of the Adsorption of Human Hemoglobin to Silver (Ag) Nanoparticle Surface for the Detection of the Unfolding of Hemoglobin,” *Plasmonics*, vol. 17, no. 3, pp. 1139–1156, 2022, doi: 10.1007/s11468-022-01603-0.
- [16] Y. Li, Q. Liao, W. Hou, and L. Qin, “Silver-Based Surface Plasmon Sensors: Fabrication and Applications,” *Int. J. Mol. Sci.*, vol. 24, no. 4, 2023, doi: 10.3390/ijms24044142.
- [17] A. S. Kushwaha, A. Kumar, R. Kumar, and S. K. Srivastava, “A study of surface plasmon resonance (SPR) based biosensor with improved sensitivity,” *Photonics Nanostructures - Fundam. Appl.*, vol. 31, no. March, pp. 99–106, 2018, doi: 10.1016/j.photonics.2018.06.003.
- [18] A. Shalabney and I. Abdulhalim, “Electromagnetic fields distribution in multilayer thin film structures and the origin of sensitivity enhancement in surface plasmon resonance sensors,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 159, no. 1, pp. 24–32, 2010, doi: 10.1016/j.sna.2010.02.005.

## *CONCLUSION GENERALE*

Le travail présenté dans ce manuscrit s'est concentré sur le développement d'un processus visant à évaluer et à améliorer les performances d'un capteur biologique, chimique et biochimique utilisant la technologie SPR basée sur la configuration de Kretschmann-Raether, en prenant en compte l'utilisation de divers matériaux en couches minces. De nos jours, les nouvelles technologies jouent un rôle essentiel dans l'avancement de la science. Dans le domaine d'optique l'amélioration de ce type de capteur est susceptible d'avoir un impact significatif sur son fonctionnement, notamment dans les domaines d'application nécessitant des dispositifs miniaturisés et des mesures précises en temps réel, en particulier pour la détection de molécules biologiques, chimiques ou biochimiques."

Le travail essentiel consiste à fournir une vue d'ensemble du contexte de la recherche en présentant un aperçu des capteurs, de leurs classifications et de leurs caractéristiques. Il est particulièrement concentré sur les capteurs optiques à résonance utilisés dans le domaine de la biologie et de la biochimie, en se penchant en détail sur leurs divers modes de couplage.

Le deuxième chapitre a initié une exploration théorique mathématique portant sur les plasmons de surface. Il a débuté en examinant les fondements à travers l'équation de Maxwell et l'onde de propagation du champ électrique. Ensuite, il a abordé les conditions limites, calculant les coefficients de Fresnel pour un système composé de deux milieux distincts. Enfin, le chapitre s'est penché sur une analyse approfondie du principe du SPR (Surface Plasmon Résonance) et la détermination de la réponse du signal optique grâce à l'utilisation de matrices de transfert.

Ensuite, nous avons spécifié les notions de base utilisées pour analyser les interactions biomoléculaires en se basant sur les propriétés optiques des tissus biologiques, en mettant particulièrement l'accent sur le phénomène d'absorption. Cette focalisation sur l'absorption s'explique par le fait que la diffusion joue un rôle négligeable au cours du processus de plasmon de surface. Nous avons choisi d'utiliser l'hémoglobine et le glucose comme échantillon d'étude en raison de leur importance cruciale dans le domaine de l'analyse biochimique, notamment pour le diagnostic et le pronostic des pathologies par la mesure de concentration dans le sang.

Nous avons élaboré un modèle numérique qui nous permet de simuler la réaction du capteur optique SPR ainsi que l'évolution du champ électrique au cours du quatrième chapitre. Ce code se distingue par sa capacité à calculer la réflectance lumineuse à l'interface entre un mince revêtement de métal noble et le milieu à analyser (l'hémoglobine). Nous avons initialement



## *Conclusion Générale*

effectué des calculs en utilisant la configuration de Kretschmann pour sélectionner le prisme et optimiser l'épaisseur du métal ainsi que la longueur d'onde. Cependant, nous avons finalement privilégié la création de matrices de transfert pour un système multicouche, en raison de leur rapidité de calcul par rapport aux méthodes de Fresnel. Une fois que nous avons obtenu des résultats positifs, nous avons procédé à la validation de notre modèle en effectuant une comparaison entre l'argent et l'or en tant que références. Cette étape a été suivie d'une évaluation comparative des réponses numériques, à travers laquelle nous avons démontré des performances satisfaisantes. De plus, nous avons renforcé notre compréhension en examinant l'effet du champ électrique évanescent sur les performances du capteur. Nous avons constaté qu'il y a une corrélation linéaire entre la profondeur de propagation de champ et l'amélioration de performances.

En outre, ce modèle a été utilisé pour le glucose et d'autres tissus biologiques pour démontrer sa performance, l'étude montrant des résultats très prometteurs en termes de capacité du capteur SPR à évaluer les réponses et à effectuer des investigations biologiques et chimiques.

À l'issue de cette recherche, il est manifeste que nous avons minutieusement exploré toutes les dimensions liées à l'étude et au développement du biocapteur optique. Pour aller plus loin dans cette voie, il serait extrêmement intéressant d'envisager des améliorations visant à intensifier les méthodes de réponse. Cette amélioration pourrait être réalisée en utilisant des couches minces tant en amont qu'en aval de la couche métallique, et en incorporant des matériaux présentant un indice de réfraction réel élevé tels que le graphène, les MXenes et les oxydes transparents conducteurs. Une telle approche a le potentiel d'accroître considérablement la sensibilité du capteur.

Ce point de vue de recherche ouvre également la porte à la collaboration interdisciplinaire, en associant des physiciens, des biologistes et des chimistes pour mettre en œuvre ces applications de détection biomoléculaire de manière expérimentale. La science continuera indubitablement à relever des défis de taille dans les années à venir, au service de la médecine et de la santé.



## Annexe –A-

prisme	Indice d'analyte	θres(°)	R <sub>min</sub> (UI)	Sensibilité(°)/(UI)
BK7	1,33	55,21	0,001178	31,85
	1,40	52,98	0,000791	
BAF10	1,33	48,29	0,000296	25,14
	1,40	46,53	0,000311	
SF10	1,33	46,23	0,000259	23,28
	1,40	44,60	0,000192	
SF11	1,33	44,40	0,000256	21,85
	1,40	42,87	0,000705	

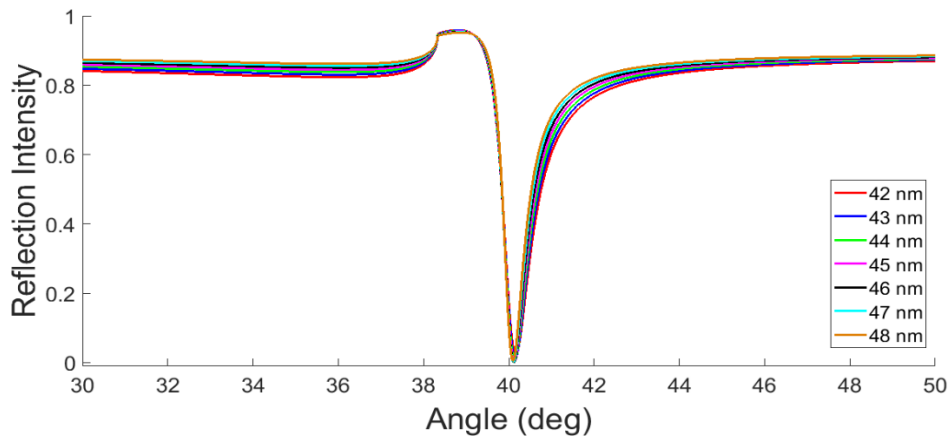
Indices de réfraction et permittivités d'Argent (Ag)				
Longueur d'onde	n	k	ε1	ε2
435 nm	1,3557	1,7016	-1,0575	4,6139
555 nm	0,4792	2,4195	-5,6242	2,3193
600 nm	0,3621	2,8493	-7,9871	2,0638
633 nm	0,3128	3,1478	-10,711	1,9647
700 nm	0,2570	3,7175	-13,753	1,9169

Indices de réfraction et permittivités d'Or (Au)				
Longueur d'onde	n	k	ε1	ε2
435 nm	0,13982	2,1868	-4,6624	0,71151
555 nm	0,13964	3,2118	-10,197	0,96485
600 nm	0,13936	3,5604	-12,517	1,09230
633 nm	0,14370	3,8097	-14,390	1,19530
700 nm	0,15433	4,3040	-18,406	1,42860

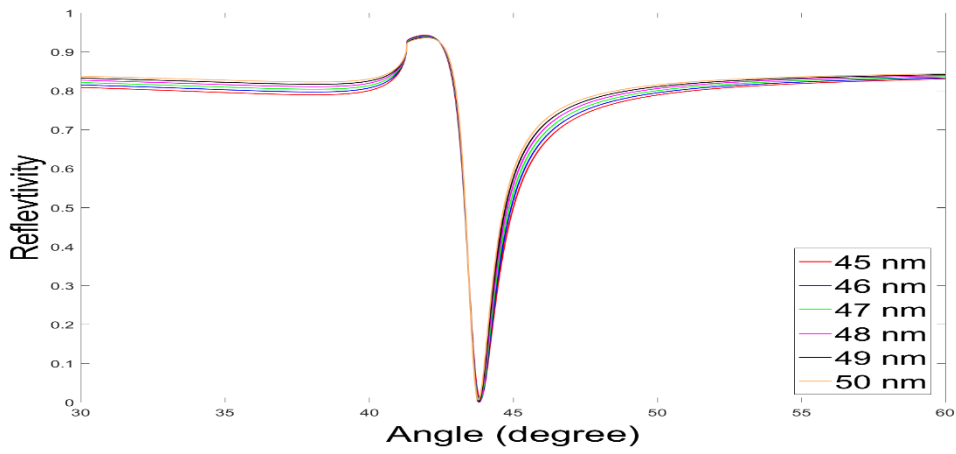
Indices de réfraction et permittivités d'hémoglobine (Hb) a 100g/l							
Longueur d'onde	e (1/cm)/(mole s/liter)	n H2O	B(λ)	n	k	ε1	ε2
435 nm	1,491 e5	1,339	0,002270	1,3690	1,78 e-3	1,8742	0,0049
555 nm	3,565 e4	1,333	0,001995	1,3595	5,44 e-4	1,8485	0,0015
600 nm	3200	1,333	0,001988	1,3590	5,28 e-5	1,8482	1,43 e-4
633 nm	495	1,332	0,001958	1,3580	8,61 e-6	1,8442	2,33 e-5
700 nm	290	1,332	0,001992	1,3585	5,58 e-6	1,8455	1,51 e-5

Indices de réfraction et permittivités d'hémoglobine (Hb) à 633 nm				
Longueur d'onde	n	k	ε1	ε2
0g/l	1,3321	0	1,7742	0
50g/l	1,3459	4,45 e-6	1,809	1,19 e-5
100g/l	1,3580	8,90 e-6	1,8442	2,14 e-5
150g/l	1,3711	1,33 e-5	1,8799	3,64 e-5
200g/l	1,3841	1,78 e-5	1,9157	4,92 e-5
250g/l	1,3972	2,22 e-5	1,9522	6,20 e-5

Annexe –B-



Optimisation de l'épaisseur de couche d'agent



Optimisation de l'épaisseur de couche d'or

*Annexe –C- Programmes de simulation*  
Plot des courbes de réflectivités

```

clear
neg = -1;
imnum = 0 + 1*i;
c = 3e08;
% to input values
fprintf('MTT Simulation,Universite Setif01 Institut 2023\n');
fprintf('All values are on radiants and metres\n');
%%%%%%%%All thicknesses on meters%%%%%%%%
thick1 = 0;
thick2 = 46e-09;
thick3 = 0e-09;
thick4 = 0;
thick5 = 0;
%%%%%%%%permittivitties%%%%%%%%
epsilon1 = 2.0532;
epsilon2 = -15.536+1i*0.46516;
epsilon3 = 1.8442+i*2.33e-5;
epsilon4 = 1.00+1i*00;%(air)
epsilon5 = 1.00 + 0 *1i;
%%%%%%%%Wavelength parameters%%%%%%%%
wavelength =633e-09;
wavestep = 0.1e-09;
start_wavelength = 300e-09;
end_wavelength =800e-09;
%%%%%%%%Angle parameters%%%%%%%%
anglestep = 0.005*pi/180;
initialAng =0*pi/180;
lastAng =90*pi/180;
index_account= 0;
%%%%%%%% wave vector Calculation%%%%%%%%
k0 = (2*pi)/(wavelength);
w = k0 * c;
%%%%%%%% refractive Index%%%%%%%%
N1 = sqrt(epsilon1);
N2 = sqrt(epsilon2);
N3 = sqrt(epsilon3);
N4 = sqrt(epsilon4);
N5 = sqrt(epsilon5);
%%%%%%%%3 Layers system%%%%%%%%
for incidAng = initialAng:anglestep:lastAng;
index_account= index_account+ 1;
rect2 = (k0*sqrt((N2^2)-(N1^2)*(sin(incidAng)^2)));
q3=(sqrt((N3^2)-(N1^2)*(sin(incidAng)^2)))/(N3^2);
q2 =(sqrt((N2^2)-(N1^2)*(sin(incidAng)^2)))/(N2^2);
q1 = cos(incidAng)/(N1);
betha = thickness2*rect2;
Mat11 = cos(betha); Mat12 = (-1i*sin(betha)/q2);
Mat21 =(1i*q2*sin(betha));Mat22 = cos(betha);
% MTT calculations%%%
matrix2 = [Mat11, Mat12 ; Mat21 , Mat22 ];
A = (Mat11+( Mat12*q3))*q1; B = Mat21+( Mat22*q3);
Num = A-B; Den = A+B;% numerator and denominator
r =(Num/Den);
FI=angle(r);
R = sqrt(real(r)^2+imag(r)^2);
R1 = R^2;

```

## Annexe –C-

```
xaxis(index_account) = incidAng*180/pi;
RR(index_account) = R1;
firef(index_account) = FI*180/pi;
A=[incidAng*180/pi R1];
End
%%plot of reflectivity%%
hold on
plot(xaxis,reflection,'k','linewidth',2);
plot(xaxis,firef,'c','linewidth',2);
grid on
hold on
xlabel('Angle (degree)');
ylabel('reflection Intensity');
axis([50 90 -120 100]);
min(RR);
indexmin = find(min(RR) == RR); % to find resonance angle index
RA = incidAng(indexmin); % to find resonance angle from index
```

### Plot de la composante X du champ electrique

```
clear
neg = -1;
imnum = 0 + 1*i;
c = 3e08;
%fprintf('MTT Simulation,Universite Setif01 Institut 2023\n');
%fprintf('All values are on radiants and metres\n');
%%%%%%All thichnesses on meters%%%%%%%%
thick1 = 0;
thick2 = 46e-09;
thick3 = 0e-09;
%%%%%%permittivitties%%%%%%%%%%%%%%%%%%
epsilon1 = 2.0532;
epsilon2 = -15.536+1i*0.46516;
epsilon3 = 1.8442+i*2.33e-5;
%%%%%% refractive Index%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N1 = sqrt(epsilon1);
N2 = sqrt(epsilon2);
N3 = sqrt(epsilon3);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
wavelength=633e-9;
%wavelength of incident light
N_Prism=N1;
N_Metal=N2;
N_Analyte=N3;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
u=pi*4e-7;%magnetic permeability of the assumed non-magnetic substances
z=0:1e-9:7*thick2;
%metal is from z=0 to thick2
% To make M2 like Identity before z=thick2
za=z-thick2;
za(za<=0)=0;
zm=z;
zm(z>=thick2)=thick2;%I don't know how it can be z>=thick2 and should not
compulsarily be zm>=thick2 %> or >= makes no difference
IncidAng=linspace(54,70,10001)';%I know that it is going to come between
these values and upto 4 digit after the decimals' precision
%IncidAng=53.6233;
cosIncidAng1=sqrt(1-((sind(IncidAng)).^2).*(N_Prism^2)/(N_Metal^2)));%angle
in metal
cosIncidAng2=sqrt(1-((sind(IncidAng)).^2).*(N_Prism^2)/(na^2)));%angle in
analyte
```

## Annexe -C-

```
bthick2=(cosIncidAng1).*((360*N_Metal/lambda).*thick2);%to be used in
calculation of r
bm=(cosIncidAng1).*((360*N_Metal/lambda).*zm);%360->2*pi when cosd->cos,
sind->sin
%bm(z>=thick2)=bthick2;% M1 becomes constant after z=thick2
ba=(cosIncidAng2).*((360*na/lambda).*za);
qp=(cosd(IncidAng)).*((sqrt(u))/N_Prism);
qa=(cosIncidAng2).*((sqrt(u))/N_Analyte);
qm=cosIncidAng1.*(sqrt(u)/N_Metal);
%%%%%%%%Matrix for calculation of r%%%
M0(:, :, 1)=cosd(bthick2);
M0(:, :, 2)=-((sind(bthick2)).*(1i./qm));
M0(:, :, 3)=-((sind(bthick2)).*(1i.*qm));
M0(:, :, 4)=cosd(bthick2);
%%%%%%%%Matrix for propagation in metal
M1(:, :, 1)=cosd(bm);
M1(:, :, 2)=((sind(bm)).*(1i./qm));
M1(:, :, 3)=((sind(bm)).*(1i.*qm));
M1(:, :, 4)=cosd(bm);
%%%%%%%%Matrix for propagation in analyte
M2(:, :, 1)=cosd(ba);
M2(:, :, 2)=((sind(ba)).*(1i./qa));
M2(:, :, 3)=((sind(ba)).*(1i.*qa));
M2(:, :, 4)=cosd(ba);
%calculation of reflectivity%
r=(M0(:, :, 1)+(M0(:, :, 2)).*qa).*qp*(M0(:, :, 3)+(M0(:, :, 4)).*qa)./(M0(:, :, 1)+
(
M0(:, :, 2)).*qa).*qp+(M0(:, :, 3)+(M0(:, :, 4)).*qa));
%block to find resonance angle starts
R=(abs(r)).^2;%reflectivity
indexmin = find(min(R) == R);
IncidAngmin = IncidAng(indexmin);
Rmin
```





## Résumé

Les capteurs de molécules sont devenus aujourd'hui indispensables dans de nombreux domaines allant de la recherche scientifique (fondamentale et appliquée) à l'observation des processus de production industrielle ou le contrôle de l'environnement. Des besoins très importants sont apparus récemment dans l'ensemble des sciences de la vie (biologie, biochimie, médecine, agro-alimentaire) et de l'environnement (pollution). Les capteurs à résonance de plasmons de surface (SPR) sont intensivement utilisés pour leur grande sensibilité, leur réponse rapide en temps réel et leur grande précision. Différentes configurations ont été développées : le guide d'onde optique, les réseaux et le prisme qui reste le coupleur le plus usuel (configuration de Raether-Kretschman). Durant la dernière décennie on voit apparaître l'utilisation de fibres optiques comme coupleur. Les fibres optiques offrent des avantages très attractifs tels qu'un faible coût, une petite taille, une mesure in situ en temps réel dans des endroits hostiles ainsi qu'une immunité électromagnétique. Dans ce contexte, nous développerons des transducteurs plasmoniques basés sur la configuration Kretschman. Ces capteurs seront testés expérimentalement et modéliser numériquement afin d'établir une relation entre les mesures et les paramètres diélectrique du système étudié. Ce travail consiste à réaliser, mesurer, calculer et optimiser la réponse et la sensibilité d'un capteur biologique, chimique et biochimique basé sur le principe SPR en fonction des différents matériaux déposés en couches minces (nature et géométrie) puis de les fonctionnaliser pour les applications en bio détection.

**Mots-clés :** Plasmons de surface, Nano photonique, Capteur SPR, Bio capteur optique

## Abstract

Molecular sensors have become indispensable today in many fields ranging from scientific research (fundamental and applied) to the observation of industrial production processes or environmental control. Very important needs have recently appeared in all life sciences (biology, biochemistry, medicine, food) and environment (pollution). Surface Plasmon Resonance Sensors—SPR are extensively used for their high sensitivity, fast real-time response, and high accuracy. Different configurations have been developed: the optical waveguide, the networks and the prism which remains the most common coupler (Raether-Kretschman configuration). Over the last decade, the use of optical fibers as a coupler has emerged. Optical fibers offer very attractive advantages such as low cost, small size, real-time in situ measurement in hostile places as well as electromagnetic immunity. In this context, we will develop plasmonic transducers based on the Kretschman configuration. These sensors will be experimentally tested and numerically modelled in order to establish a relationship between the measurements and the dielectric parameters of the studied system. This work consists in realizing, measuring, calculating and optimizing the response and sensitivity of a chemical and biochemical sensor based on the SPR principle according to the different materials deposited in thin films (nature and geometry) then to functionalize them for bio-detection applications.

**Keywords:** Surface plasmons, Nano photonics, SPR sensor, Bio optical sensor

## ملخص

أصبحت أجهزة استشعار الجزيئات ضرورية اليوم في العديد من المجالات، بدءًا من البحث العلمي (الأساسي والتطبيقي) إلى رصد عمليات الإنتاج الصناعي ومراقبة البيئة. ظهرت حاجات مهمة جدًا مؤخرًا في مجموعة متنوعة من مجالات العلوم الحياتية (البيولوجيا والكيمياء الحيوية والطب والصناعات الغذائية) ومجالات البيئة (التلوث). تُستخدم أجهزة استشعار البلازمونات السطحية بشكل مكثف بسبب حساسيتها الكبيرة واستجابتها السريعة في الوقت الحقيقي ودقتها العالية. تم تطوير تكوينات متنوعة، بما في ذلك دليل الموجات البصرية والشبكات والزرع، والتي تعتبر أنموذج Raether-Kretschman هو الأكثر شيوعًا. خلال العقد الأخير، ظهر استخدام الألياف البصرية كأداة مُقترنة. تقدم الألياف البصرية مزايا مثيرة للاهتمام مثل تكلفة منخفضة وحجم صغير وقدرة على القياس في الوقت الحقيقي في البيئات القاسية، بالإضافة إلى مقاومتها للتداخل الكهرومغناطيسي. في هذا السياق، سنقوم بتطوير محاولات بلازمونية استنادًا إلى تكوين Kretschman. سيتم اختبار هذه الأجهزة تجريبيًا ونمذجتها عدديًا لإقامة علاقة بين القياسات والمعايير الكهربائية للنظام المدروس. يتضمن هذا العمل تصميم وقياس وحساب وتحسين استجابة وحساسية جهاز استشعار كيميائي وبيوكيميائي استنادًا إلى مبدأ SPR وبناءً على الخصائص المختلفة للأغشية الرقيقة المترسبة (نوع وهندسة)، ثم توجيهها لتطبيقات الكشف الحيوي.

**الكلمات المفتاحية:** بلازمونات السطح، ضوئيات النانو، مستشعر SPR، مستشعر بصري حيوي