



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID – TLEMCCEN

Thèse présentée en vue de l'obtention du diplôme de doctorat LMD

Spécialité : Physique des plasmas et gaz ionisés

Présentée par

Mr CHERIFI Abdellatif

Sujet de thèse

Exploration et applications des propriétés d'une structure à base des méta-surfaces sur la transmission exaltée des modes plasmoniques

Soutenue le 19 juin 2018, devant les membres de Jury

Mr. LEMERINI MOSTEFA	Professeur, Univ.	Tlemcen	Président
Mr. BOUHAFS BENAMAR	Professeur, Univ.	Tlemcen	Directeur de Thèse
Mr. MAHBOUB MOURAD	Professeur, Univ.	Tlemcen	Examineur
Mr. BASSOU GHOUTI	Professeur, Univ.	Sidi Belabbes	Examineur
Mr. BELAIDI Abdelkader	Professeur, Univ.	S.T.Oran	Examineur

Année Universitaire 2017/2018

*Laboratoire Physique Théorique (LPT)
BP 119, 13000 Tlemcen - Algérie*

28 juin 2018

Remerciements

Tout d'abord louanges à ALLAH, le tout puissant, pour m'avoir donné le courage, la volonté et la patience afin de mener à terme ce présent travail.

Je remercie mes directeurs de thèses Professeur BOUHAFS BENAMAR pour la qualité de leur encadrement pendant ces cinq années.

J'exprime mes sincères remerciements à Mostépha LEMERINI, Professeur au département de physique à l'université ABOU BEKR BELKAID – TLEMCEM, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail en me faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

Je remercie sincèrement Monsieur Mourad MAHBOUB, Professeur à l'Université de Tlemcen, les Rapporteurs externe ; Monsieur Ghouti BASSOU, Professeur à l'Université de Sidi Bellabes, et Monsieur BELAIDI Abdelkader, Professeur à l'Université de U.S.T. Oran pour avoir accepté d'examiner et de juger ce travail.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à tous mes collègues du Laboratoire et à tous mes amis pour leur aide précieuse qui m'ont apporté.

Enfin, je remercie également M.Benarouse Mohamed , tous unes enseignants à université de chlef, Tlemcen et ma petite famille, qui a réussi à me supporter durant ces années et m'a apporté une aide précieuse.

Dédicaces

Je dédie a travail à mes très chères parents que dieux les garde a bonne santé au fil des années.

A ma petite famille, ma femme et mes chers fils.

Je tiens également à exprimer mes chaleureuses reconnaissances à tous unes enseignants dès le cycle primaire jusqu'à ce jour là.

à mes collègues dans l'enseignement et à tous ceux qui choisi l'enseignement comme un métier noble pour former les générations et inculquer les bonnes mœurs et les bonnes valeurs.

A tous les enseignants honnêtes qui ont tracé le bon chemin à leurs élèves et leur éclairer les horizons afin de devenir citoyens créatifs des éléments constructifs à leur notion .

Table des matières

0.1	Glossaire	1
1	Généralité sur l'électromagnétisme dans les matériaux	4
1.1	Introduction	5
1.2	Propagation dans les métaux	5
1.2.1	Résolution des équations de Maxwell	5
1.2.2	Champs au voisinage d'une interface et conditions aux limites	8
1.2.3	Le modèle de Drude-Lorentz	9
1.2.4	Permittivité diélectrique	11
1.2.5	Modèle optique de Milieu Non-Homogène	11
1.3	Métamatériaux plasmoniques	12
1.3.1	Définitions et historique	12
1.3.2	Conditions de propagation dans un milieu matériel	14
1.3.3	Paramètres optiques de fonctionnalisation	15
1.3.4	Types d'applications	16
1.3.5	Indice effectif	16
1.4	Plasmon au voisinage d'une interface	18
1.5	Principe d'excitation de plasmon de surface	22
1.6	Conclusion	25
2	Modélisation par des matrices de transfert de la réponse optique au voisinage des interfaces	26
2.1	Introduction	27
2.2	Propagation de lumière sur une interface : Réflexion et Transmission	27
2.3	Amplitudes des champs électriques au voisinage des interfaces	30
2.4	Modélisation d'un système multicouche par la méthode matricielle :	32
2.4.1	La matrice de transfert dans une forme exponentielle (SM)	32
2.4.2	Exemples de structure et la matrice de transfert	34
2.4.3	La matrice de transfert en notation trigonométrique	36
2.5	Les paramètres de performances de capteur à plasmon :	37
2.6	Conclusion	39
3	Résultats et discussion	40
4	Résultats et discussion	41
4.1	Conception d'un capteur <i>SPR</i> contrôlé à travers le <i>GaAS</i>	43
4.1.1	Problématique du sujet	43

4.1.2	Introduction	43
4.1.3	Approche théorique	44
4.1.4	Résonance plasmonique de surface	44
4.1.5	Résultats et discussions	46
4.1.6	Conclusion	53
4.2	Étude des facteurs de confinement associé aux modes résonnants	55
4.2.1	Résumé de la problématique en question	55
4.2.2	Introduction	55
4.2.3	Equations des champs électriques à proximité des interfaces planes d'un capteur SPR	56
4.2.4	Résultats et interprétations	58
4.2.5	Conclusion	63
4.3	Capteur de résonance plasmonique de surface à base de milieu effectif	65
4.3.1	Résumé de la problématique en question	65
4.3.2	Introduction	65
4.3.3	Théorie et conditions paramètres du dispositif SPR	66
4.3.4	Résultats et discussions	67
4.3.5	Conclusion	71
5	CONCLUSION GENERALE	72
6	Références bibliographiques	75
A	Annexe A	85
A.1	Relation de Lorentz	86
A.2	Modèle de Clausius-Mossotti	89
A.3	Modèle de Maxwell-Garnett	89
A.4	Modèle de Lewin	90
B	Annexe B	92
B.1	Algorithme	93
B.2	Organigramme	94

Table des figures

1.1	Cylindre de Cauchy	8
1.2	Contour rectangulaire infinitésimal $ABCD$ de surface (S) et normale (Σ).	9
1.3	Homogénéisation	11
1.4	Classes conventionnelles de métamatériaux caractérisées sur les paramètres de ε et μ [31].	13
1.5	Propagation d'une onde lumineuse plane au voisinage d'une interface limitée par deux milieux matériels, où <i>NIM</i> est l'acronyme de : Matériau à Indice de réfraction Négative	14
1.6	Propagation de rayon lumineux à travers un métamatériau pour deux cas de propriétés, pour : a) ε et μ simultanément positives et pour b) ε et μ simultanément négatives.	15
1.7	a) Réseau de tiges métalliques de rayon r et de période a , b et c) représentation de la structure en anneaux coupés couplés [39].	17
1.8	Première réalisation expérimentale d'une image de <i>NIM</i> . Il est constitué de SRRs et de fils en cuivre déposés sur un substrat de fibre de verre. La cellule unitaire a une taille de 5mm et le métamatériau est conçu pour fonctionner dans une gamme de longueurs d'onde autour de 3cm .[28]	18
1.9	Interface plane infinie séparent un milieu 1 de permittivité $\varepsilon_1(\omega)$ et perméabilité $\mu_1(\omega)$ et un milieu 2 de permittivité $\varepsilon_2(\omega) > 0$	19
1.10	Divers principes de couplage optique : a) Configuration de Kretschmann, b) Configuration de Kretschmann avec deux couches, c) Configuration d'Otto, d) Excitation par SNOM, e) Excitation par réseau et f) Excitation par impact de nanoparticules	23
1.11	La relation entre la composante tangentielle du vecteur d'onde k_x et le vecteur d'onde des plasmons de surface k_{SP} pour : a) Configuration de Kretschmann, b) Un réseau de diffraction.	24
1.12	Relation de dispersion à illustrant la propagation des plasmons de surface à l'interface métal-air	25
2.1	Propagation d'ondes planes dans un système de film multicouche ; Les flèches représentent les vecteurs d'onde des ondes de propagation avant et arrière.	28
2.2	Propriété du champ à l'interface (Réflexion et transmission) entre deux milieux homogènes : (E_i, k_i) à l'incidence, (E_r, K_r) à la réflexion et (E_t, k_t) à la transmission. Le champ électrique peut être décomposé en deux types de polarisation (<i>TM</i>) ou <i>TE</i> par rapport au plan d'incidence.	28
2.3	Transmission et réflexion à travers trois milieux de propagation.	30

2.4	Processus continu de la propagation aux interfaces. Termes de réflectivité et de la transmission. Les flèches représentent les vecteurs d'onde des ondes partielles. Les facteurs à proximité des flèches indiquent les valeurs des phases du champ électrique correspondant (pour les polarisations <i>S</i> ou <i>P</i>)	31
2.5	Dérivation de la matrice de transfert d'interface ; Les flèches représentent les vecteurs d'onde des ondes. Les étiquettes à proximité des flèches indiquent les valeurs des phases de champ électrique correspondant (pour les polarisations <i>S</i> ou <i>P</i>)	33
2.6	Modèle de structure à <i>N</i> -couche pour mesuré de SPR	36
2.7	a) Coefficients de réflexion sur une interface en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations <i>TM</i> (<i>P</i>) b) La sensibilité par l'effet d'indice	37
2.8	Structure du multicouche plasmonique dans la configuration de Kretschmann-Raether	38
4.1	Illustration schématique du capteur multicouche considérée pour simuler les courbes de la <i>SPR</i> : le milieu incident est un prisme, suivi du cristal <i>GaAs</i> (indice de réfraction n_{GaAs} , épaisseur, d_{GaAs}) et un espace interne (indice de réfraction n_s , épaisseur d_s) empilé entre deux métamatériaux <i>LHM</i> (épaisseur, d_{LHM}) caractérisés par une permittivité négative, $\epsilon_{LHM} = -33.5$ et une perméabilité magnétique, $\mu_{LHM} = -11$	45
4.2	Dépendance en longueur d'onde de l'indice de réfraction du cristal <i>GaAs</i>	46
4.3	Spectres de la reflectance du capteur multicouche avec différents prismes dans les conditions : épaisseur de <i>GaAs</i> ($30nm$), l'épaisseur du métamatériau <i>LHM</i> ($300nm$), l'indice et l'épaisseur de l'espace interne sont de 1.33 et $200nm$ respectivement.	47
4.4	Courbes de la <i>SPR</i> en fonction de l'angle d'incidence calculées pour six épaisseurs de <i>GaAs</i> différentes spécifiées dans l'inset, avec un prisme de chalcogénure ($2S2G$) ($n_p = 2.31$), les autres paramètres de la structure sont les mêmes que ceux de la figure 4.3. L'avantage de l'incorporation du <i>GaAs</i> est montrée dans l'inset car elle conduit à générer une forte excitation de modes <i>SPs</i>	48
4.5	Comportement en fonction de l'angle d'incidence des spectres de réflectance <i>SPR</i> par l'augmentation de l'épaisseur du métamatériau <i>LHM</i> ajustée dans intervalle $60nm - 400nm$, avec une épaisseur de <i>GaAs</i> ($70nm$) ; les autres paramètres sont les mêmes que ceux de la figure 4.3.	49
4.6	Courbes de la <i>SPR</i> angulaires du capteur proposé avec augmentation de l'épaisseur de l'espace interne (a) Dans le régime sub-longueur d'onde et (b) Au-delà du régime sub-longueur d'onde et (c) L'épaisseur critique de diélectrique pour apparait <i>SPR</i> . Les autres paramètres sont les mêmes que ceux de la figure 4.4.	50
4.7	(a) Comportements des spectres de réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour la structure multicouche <i>GaAs</i> ($70nm$) / <i>LHM</i> ($240nm$) / Glucose ($240nm$) / <i>LHM</i> sous l'influence de l'indice de réfraction de l'espace interne ; n_s ajustée entre 1.330 et 1.340, (b) Les spectres de réflectance sans le <i>GaAs</i> , c'est-à-dire la structure <i>LHM</i> ($240nm$) / Gap ($240nm$) / <i>LHM</i> (infini). (c) Le déplacement de la <i>SPR</i> par rapport à l'indice de réfraction (ou de la concentration) de l'espace interne.	52
4.8	Configuration multicouche à l'étude : une couche de <i>LHM</i> ($\epsilon_2, \mu_2, d_{LHM}$), une couche diélectrique (ϵ_3, d_D) et <i>Au</i> (d'épaisseur infini, ϵ_4) qui sont empilées sur un prisme de verre en dioxyde de silicium <i>SiO₂</i> (n_1).	57

4.9	Spectres de réflectance $-P$ angulaire calculés sur les configurations : (a) Prisme-couche de LHM - couche diélectrique – couche de LHM infini, et (b) Prisme- LHM -couche diélectrique- Au infini. Les conditions des paramètres sont spécifiées dans l’encadré des figures.	58
4.10	Profils de réflectance- P angulaire pour la configuration prisme- LHM -couche diélectrique – Au infini, en changeant : (a) L’épaisseur de couche de LHM , d_{LHM} avec une couche diélectrique fixée à $330nm$, et (b) L’épaisseur de couche diélectrique, d_D avec une épaisseur de couche LHM fixée à $780nm$	59
4.11	Dépendance angulaire des facteurs d’amélioration : (a) f_{\perp} , et (b) f_{\parallel} , correspondant aux épaisseurs optimisées, $d_D = 330nm$ et $d_{LHM} = 780nm$. La configuration et les autres paramètres des milieux sont les mêmes que ceux indiqués dans l’encadré de la figure 4.9 (b).	60
4.12	Evolution de l’angle SPR : (a) Premier mode confiné, et (b) Deuxième mode confiné enregistrés sur le facteur de confinement perpendiculaire, f_{\perp} sous le changement d’épaisseur LHM avec une épaisseur d_D fixée à $330nm$, (c) Le premier mode confiné, et (d) Le deuxième mode confiné enregistré sur le facteur de confinement perpendiculaire, f_{\perp} sous le changement de l’épaisseur du gap diélectrique avec une épaisseur fixée $d_{LHM} = 780nm$	61
4.13	Évolution de l’angle SPR pour : (a) Le premier mode confiné, et (b) Le deuxième mode confiné résolus sur le facteur de confinement parallèle, f_{\parallel} sous le changement d’épaisseur de LHM avec un gap d’épaisseur d_D fixée à $330nm$, (c) Le premier mode confiné, et (d) Le deuxième mode confiné résolus sur le facteur de confinement parallèle, f_{\parallel} sous le changement de l’épaisseur du diélectrique avec une épaisseur d_{LHM} fixée à $780nm$	62
4.14	(a) Structure schématique de la nanocavité SPR unidimensionnelle, du type MIM où le mode soutenu se propage avec le nombre d’onde, $\frac{1}{k_x}$, (b) Illustration de la couche de LHM poreuse.	66
4.15	(a) Dépendance de la permittivité effective et (b) Perméabilité effective en fonction de la porosité. Les conditions sur les paramètres sont les suivantes : permittivité, $\varepsilon(LHM) = -33$ et perméabilité magnétique, $\mu(LHM) = -11$, indice de réfraction, ($SiO_2 : n_d = 1.54$) et ($SiC : n_d = 2.56$).	68
4.16	(a) : Courbes SPR simulées avec un cristal de CaF_2 en tant que gap (indice de réfraction, $n_g = 1.43$, d’épaisseur $d_g = 180nm$) empilées entre deux couches poreuses de métamatériaux (porosité avec SiO_2 ; $\phi = 0, 0.1, 0.2, 0.3$ et 0.4 , d’épaisseur, $d_{LHM} = 20nm$). (b) Réflectivité- P angulaire minimale par rapport à la porosité avec SiO_2 et SiC	68
4.17	Effet des épaisseurs, d_{LHM} (LHM -poreux) et d_{CaF_2} (du gap) sur le minimum de la réflectance- P pour la porosité, $\Phi = 0.2$. Ces données sont extraites des courbes angulaires de la réflectance similaire à celle reportées dans la Fig.4.15.	70
4.18	a) Courbes SPR simulées sous l’effet de l’ indice de réfraction du gap pour une épaisseur de $163nm$, qui se trouve empiler entre deux métamatériaux poreux (porosité avec $SiO_2, \Phi = 0, 2$, indice de réfraction $\{\varepsilon_{eff}, \mu_{eff}\} = \{-23.63, -8.51\}$ et une épaisseur de $22nm$. b) Évolution on variation de l’angle de résonance en fonction de l’indice du gap. Les données sont extraites de la figure 4.18 (a).	70

Liste des tableaux

1.1	Paramètres pour quelques métaux nobles de la fonction diélectrique dans le modèle de Drude Lorentz [17]	10
4.1	Indice de réfraction de différents matériaux constituant le prisme correspondant à la longueur d'onde de $738nm$ [97-99].	46
4.2	Caractéristiques extraites de la figure 4.6 (b) des courbes SPR angulaires du capteur multicouche sur l'influence de l'épaisseur de l'espace interne, $d_s > 10\lambda$, c'est-à-dire, dans le régime sub-longueur d'onde. Les autres paramètres de structures sont les mêmes que ceux indiqués à la figure 4.3.	51
4.3	Caractéristiques de la <i>SPR</i> spécifiques calculées sur les spectres de réflectivité du capteur multicouche proposé pour une longueur d'onde de $738nm$	52
4.4	Les paramètres caractéristiques de performance relatives à la nanocavité poreuse selon les conditions de la Fig.4.16.	69
4.5	Les paramètres caractéristiques de la <i>SPR</i> mesurés sur la variation de l'indice du gap. Les données sont extraites depuis les spectres de la reflectance-P du capteur proposé, dans les conditions de la Fig. 4.18(a).	71

0.1 Glossaire

ATR	Réflexion totale atténuée (Attenuated total reflectance).
CGS	centimètre gramme seconde.
D.A.	La précision de détection (resolution or detection limit) .
DLSP	Plasmon de surface délocalisé (Delocal srface plasmon) .
EF	Facteur de confinement.
EMT	Théorie de milieu effectif (effective medium theory) .
EM	Électromagnétique.
FOM	Facteur de mérite (Figure of merit).
FSR	Intervalle spectrale libre (Free spectral range) .
FWHM	Largeur à mi-hauteur (Full width at half maximum).
GaAS	Arsenic de gallium.
LD	Lorentz Drude.
LHM	Matériau à main gauche (left-handed material) .
LR	Longe portée (Long-range).
LSP	Plasmon de surface localisé, (local surface plasmon) .
MIM	Métal-diélectrique-métal .
MMs	Méta-matériaux (Metamaterials).
Q	Facteur de qualité (Quality factor).
R	Réflexivité.
RI	indice de réfraction (Refractive index) .
RIU	Unité d'indice de réfraction .
S	Sensibilité angulaire (angulaire Sensitivity).
SPM	Mode plasmonique de surface (surface plasmonic mode) .
SPP	Polariton plasmons de surface (surface plasmon polariton) .
SPR	Résonance de plasmons de surface (the surface plasmon resonance) .
TMM	Méthode matricielle de transfère (transfer matrix method) .
TM	Transverse magnétique.
TE	Transverse électrique.

Introduction Générale

Le sujet abordé dans ce manuscrit concerne la plasmonique ; un champ de recherche qui tire profit de l'interaction résonante résultante entre les électrons libres de conduction (abondants sur la surface d'un conducteur métallique : *Ag, Au, Cu, Al, ...* ect) et une onde électromagnétique. D'après la littérature, l'*Ag* et l'*Au* sont les plus couramment conceptualisés pour la conception des capteurs à plasmons de surface. Depuis l'année 2000, l'étude de ce concept de couplage entre un gaz d'électrons et les photons (d'une onde radiative incidente) a conduit au développement d'un grand nombre d'applications potentielles [1-4]. Cependant, le couplage effectif, susceptible de se produire par interaction dans des conditions particulières sur une interface séparant une surface métallique et un diélectrique (constituant le milieu d'analyse), engendre des ondes de densités de charge se comportant comme des vagues et sont appelées « les plasmons de surface » (*SPs* : Surface plasmons). Comme il sera explicité ailleurs, ces ondes se propageant longitudinalement à l'interface sont liées à des résonances du matériau impliqué pour leur génération. Du fait de la résonance, le champ électromagnétique associé au plasmon de surface est donc exalté le long de la surface métallique considérée ; c'est un confinement dans une échelle inférieure à la longueur d'onde de la source d'excitation. Ainsi, l'une des propriétés relatives aux plasmons de surface est leur forte densité d'énergie au voisinage de l'interface nanostructurée qui fait que les plasmons se déterminent par une haute sensibilité à toute fluctuation d'indice de réfraction au voisinage de l'interface adoptée à leur manipulation. La sensibilité, l'un des paramètres spécifiant la performance d'un capteur de plasmons de surface, a été manipulée dans un grand nombre de configuration géométrique à base de métaux nobles homogènes ou nanostructurés [5-8].

Dans le présent travail, les caractéristiques de la résonance du plasmon de surface dont dépend la performance sont analysées pour le cas d'une structure multicouche à base de méta-surface (appelé encore métamatériau) [9], et un métal noble (*Au*) interfacés par un diélectrique. Pour ce type de méta-surface référé comme un matériau artificiel [10], il se détermine par deux paramètres optiques fondamentaux ; la permittivité électrique et la perméabilité magnétique caractérisant la propriété électromagnétique du milieu. Compte tenu des différents signes (positif et négatif) sur ces deux quantités, quatre types de classes ont été sélectionnées et appliquées pour la réalisation de conducteurs magnétiques artificiels [11].

Pour les approches envisagées à l'analyse des plasmons de surface, la réponse optique est illustrée par l'application de la méthode matricielle permettant ainsi de dégager analytiquement les effets du dimensionnement sub-longueur d'onde des milieux de propagation et de l'indice de réfraction du diélectrique séparant les deux matériaux actifs de la configuration. Un autre type de matériau actif a fait l'objet d'étude et dont les propriétés optiques sont interprétées par la théorie d'indice effectif conduisant ainsi à améliorer d'avantage la performance du capteur à résonance plasmon de surface et de mettre en évidence un autre effet associé à la résonance du plasmon.

Le présent manuscrit est articulé autour de cinq chapitres. Le premier chapitre présente introduction générale, Seconde chapitre des généralités sur les ondes électromagnétiques dans les milieux matériels, les notions fondamentales des plasmons et les différents modèles de fonctions diélectriques des matériaux actifs. Le second chapitre décrit le développement généralisé de la méthode matricielle appliquée aux différents approches considérées. Le troisième chapitre reporte les résultats obtenus et leurs interprétations. Enfin, le manuscrit se termine par une conclusion générale.

Chapitre 1

Généralité sur l'électromagnétisme dans les matériaux

1.1 Introduction

Il est à rappeler que le domaine de la plasmonique concerne l'étude des interactions produites entre les densités de charges que renferment la surface d'un matériau conducteur (interfacé avec un diélectrique réel) et une onde électromagnétique externe (source d'excitation). Comme expliciter dans le chapitre précédent, dans des conditions spécifiques, les densités de charge rentrent en couplage avec les photons pour donner lieu à des modes résonnants dont les caractéristiques sont consignées par les paramètres optiques et géométrique de l'interface. Autrement dit, la réponse de ces modes à l'interface d'une structure est déduite depuis les champs électromagnétiques de propagation dans des conditions de polarisation.

Ce chapitre sur les ondes électromagnétiques est d'un intérêt fondamental pour introduire, en particulier, les propriétés optiques des matériaux nanostructurés composants les milieux dans lesquels s'effectue la propagation électromagnétique d'une onde externe. De telles propriétés optiques jouent un rôle essentiel, d'une part, pour remplir les conditions de couplage optique et d'autre part pour contrôler la résonance des modes guidés. Cette description théorique est bien étendue basée sur les champs électromagnétiques dont les propriétés de propagation sont définies par l'ensemble des équations de Maxwell. Tel qu'il sera explicité, dans ces équations de l'électromagnétisme fondamental, le matériau répond (i)- au champ électrique à travers sa permittivité diélectrique, et (ii)- au champ magnétique à travers sa perméabilité. En raison de la contribution de ces deux termes impliqués sur la propriété de propagation d'une onde externe incidente sur une nanostructure, l'étude des caractéristiques de la résonance plasmon de surface (SPR en langage anglo-saxon) constitue notre motivation dans le présent travail.

1.2 Propagation dans les métaux

1.2.1 Résolution des équations de Maxwell

La description des ondes plasmon de surface a été basée sur un cadre dérivé par les équations de Maxwell. Les équations de Maxwell s'expriment alors sous la forme [12-13] :

$$\text{div}\mathbf{D}(r, t) = \rho_{libre}(r, t) \quad (1.1)$$

$$\text{div}\mathbf{B}(r, t) = 0 \quad (1.2)$$

$$\text{rot}\mathbf{D}(r, t) = -\frac{\delta B(r, t)}{\delta t} \quad (1.3)$$

$$\text{rot}\mathbf{H}(r, t) = j_{libre}(r, t) + \frac{\delta B(r, t)}{\delta t} \quad (1.4)$$

Ces équations décrivent la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu donné en reliant les variables d'espace r et de temps t , le champ électrique \mathbf{E} en (env/m) , le champ magnétique est \mathbf{H} en (Web/m^2) , \mathbf{B} en (A/m) est l'induction magnétique, \mathbf{D} en (C/m^2) est l'induction (ou déplacement) d'électrique, la densité de courant j_{libre} en (A/m^2) et la densité de charges électriques ρ_{libre} en (C/m^2) . Les quatre équations de Maxwell sont complétées par les équations :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} \quad (1.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (1.6)$$

Avec ε_0 en (F/m) et μ_0 en (H/m) sont de permittivité et de perméabilité du vide respectivement. La permittivité relative ε_r représenté la réponse en polarisation du milieu soumis au champ électrique (\mathbf{E}), tandis que la perméabilité relative μ_r représenté la réponse en aimantation de ce même milieu au champ magnétique (\mathbf{H}). En combinant les équations (2.4) et (2.6) dans un milieu magnétique et de permittivité diélectrique et en l'absence de courant extérieur ($J_{ext}(r, t) = 0$) puis en utilisant l'identité vectorielle, on obtient l'équation de Helmholtz (équation de propagation du champ électrique)

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \varepsilon \mu \frac{\delta^2 \mathbf{H}}{\delta t^2} \quad (1.7)$$

Et solutions de ces équations sous forme :

$$y(r, t) = f(r - vt) + g(r + vt) \quad (1.8)$$

Quand le milieu n'est pas isolant ; ($J_{ext}(r, t) \neq 0$), les équations de d'Alembert s'écrivent sous la forme suivante :

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \sigma \frac{\delta \mathbf{H}}{\delta t} + \varepsilon \mu \frac{\delta^2 \mathbf{H}}{\delta t^2} \quad (1.9)$$

Dans la plupart des situations des micro-ondes et de l'optique, les champs électriques et magnétiques sont périodiques dans le temps et sont décrits par des relations sinusoïdales ou par des relations, en notation complexe, du type :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(i(k.r - \omega.t)) \quad (1.10)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp(i(k.r - \omega.t)) \quad (1.11)$$

ou \mathbf{E}_0 et \mathbf{H}_0 , sont des constantes déterminées, k est le module du vecteur d'onde (constante de propagation) ; c'est une grandeur complexe. Par ailleurs, k est défini par :

$$k = k_0 \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (1.12)$$

avec k_0 constante de propagation dans le vide :

$$k_0 = \frac{\omega}{C} \quad (1.13)$$

avec $C = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ est vitesse de la lumière. Après diverses manipulations classiques sur les opérateurs rotationnels, on arrive aux équations Helmholtz des ondes :

$$\nabla^2 \mathbf{E} = -k_0 \varepsilon_r \mu_r \mathbf{E} \quad (1.14)$$

Pour résoudre cette équation, on considère la solution sous la forme $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(z) e^{j\beta x}$, avec β est la constante de propagation suivant l'axe-x soit :

$$\nabla^2 \mathbf{E}(x, y, z) = \frac{\delta^2 \mathbf{E}(x, y, z)}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \mathbf{E}(x, y, z)}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 \mathbf{E}(x, y, z)}{\delta z^2} = e^{j\beta x} \left(\frac{\delta^2 \mathbf{E}(z)}{\delta z^2} - \beta^2 \mathbf{E}(z) \right) \quad (1.15)$$

Par conséquent, il est possible pour réécrire l'équation de Helmholtz s'écrit sous la forme :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + (k_0^2 \varepsilon_r \mu_r - \beta^2) \mathbf{E} = 0 \quad (1.16)$$

Cependant, en l'absence de courant extérieur ($J_{ext}(r, t) = 0$), on obtient les équations :

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mathbf{B} = -j\omega\mu_0\mu_r\mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} = -j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r\mathbf{E} \end{cases} \quad (1.17)$$

En développant l'opérateur vectoriel des deux champs E et H, on obtient les relations suivantes :

$$\begin{pmatrix} \frac{\delta\mathbf{E}_z}{\delta y} - \frac{\delta\mathbf{E}_y}{\delta z} \\ \frac{\delta\mathbf{E}_x}{\delta z} - \frac{\delta\mathbf{E}_z}{\delta x} \\ \frac{\delta\mathbf{E}_y}{\delta x} - \frac{\delta\mathbf{E}_x}{\delta y} \end{pmatrix} = j\omega\mu_0\mu_r \begin{pmatrix} \mathbf{H}_x \\ \mathbf{H}_y \\ \mathbf{H}_z \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\delta\mathbf{H}_z}{\delta y} - \frac{\delta\mathbf{H}_y}{\delta z} \\ \frac{\delta\mathbf{H}_x}{\delta z} - \frac{\delta\mathbf{H}_z}{\delta x} \\ \frac{\delta\mathbf{H}_y}{\delta x} - \frac{\delta\mathbf{H}_x}{\delta y} \end{pmatrix} = -j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r \begin{pmatrix} \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_z \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

Avec des solutions sous la forme $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(z)e^{j\beta x}$ et $\mathbf{H}(x, y, z) = \mathbf{H}(z)e^{j\beta x}$, les équations précédentes sont réduites :

$$\begin{pmatrix} \frac{\delta\mathbf{E}_z}{\delta y} \\ \frac{\delta\mathbf{E}_x}{\delta z} - j\beta\mathbf{E}_z \\ j\beta\mathbf{E}_y \end{pmatrix} = j\omega\mu_0\mu_r \begin{pmatrix} -\mathbf{H}_x \\ \mathbf{H}_y \\ \mathbf{H}_z \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\delta\mathbf{H}_y}{\delta z} \\ \frac{\delta\mathbf{E}_x}{\delta z} - j\beta\mathbf{H}_z \\ j\beta\mathbf{H}_y \end{pmatrix} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r \begin{pmatrix} -\mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_z \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Pour ces deux équations, il est à tenir compte l'une des deux types de polarisation P ou S :

◆ **Pour le cas d'une polarisation P (dite encore transverse magnétique (TM)) :** le champ magnétique est orthogonal à la direction de propagation, et les composantes du champ H : $\mathbf{H}_x = 0$, $\mathbf{H}_z = 0$ et $\mathbf{E}_y = 0$ dans les relations précédentes sont obtenus par :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -j\frac{1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_r} \frac{\delta\mathbf{H}_y}{\delta z} \\ 0 \\ \frac{1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_r} \mathbf{H}_y \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

Ainsi, l'équation de propagation du champ électrique de l'onde s'écrit :

$$\frac{\delta^2\mathbf{E}_z}{\delta t^2} + (k_0^2\varepsilon_r\mu_r - \beta)\mathbf{E}_z = 0 \quad (1.23)$$

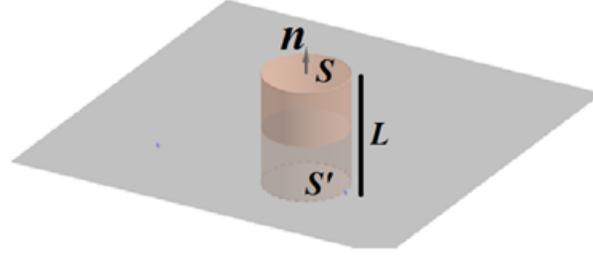


FIGURE 1.1 – Cylindre de Cauchy

- ◆ • **Pour une polarisation S (dite encore transverse électrique (TE))** : le champ électrique est orthogonal à la direction de propagation, les composantes des champs de l'onde sont : $\mathbf{E}_x = 0$, $\mathbf{E}_z = 0$ et $\mathbf{H}_y = 0$. Soit les relations pour le champ magnétiques qui s'écrivent :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}_x \\ \mathbf{H}_y \\ \mathbf{H}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -j \frac{1}{\omega \mu_0 \mu_r} \frac{\delta \mathbf{H}_y}{\delta z} \\ 0 \\ \frac{1}{\omega \mu_0 \mu_r} \mathbf{H}_y \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

Et l'équation d'onde :

$$\frac{\delta^2 \mathbf{H}_y}{\delta t^2} + (k_0^2 \varepsilon_r \mu_r - \beta) \mathbf{H}_y = 0 \quad (1.25)$$

1.2.2 Champs au voisinage d'une interface et conditions aux limites

Les relations de continuité sont des relations de passage de la propagation des champs de part et d'autre d'une interface. Une telle propriété conduit à décrire le comportement des champs électriques et magnétiques à une interface entre deux milieux[14]. Les équations de Maxwell précédentes permettent de déterminer les relations de continuité associées aux champs \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{D} et \mathbf{B} à l'interface entre deux milieux. Soit une surface (Σ) chargée portant une densité superficielle de charges et séparent deux milieu 1 et 2 où règne un champ électrique (voir Fig. 2.1)..

a- Discontinuité de la composante normale du champ électrique

Le cylindre élémentaire de hauteur l représenté sur la figure 2.1 est normale à la surface de séparation et a les deux surfaces de base S et S' suffisamment petites pour considérer que le champ E_y est uniforme. D'après la théorie de Gauss :

$$\oint \mathbf{E} \cdot \vec{n} \cdot dS = \frac{q}{\varepsilon_0} \quad (1.26)$$

Où \vec{n} est le vecteur d'unité orthogonal sur la surface dans chaque point. En tenant compte de l'orientation du vecteur normal à la surface vers l'extérieur de la surface ($L \rightarrow 0$) :

$$\mathbf{E}_2 \cdot S \cdot \vec{n} - \mathbf{E}_1 \cdot S \cdot \vec{n} = \frac{\rho_S S_0}{\varepsilon_0} \quad (1.27)$$

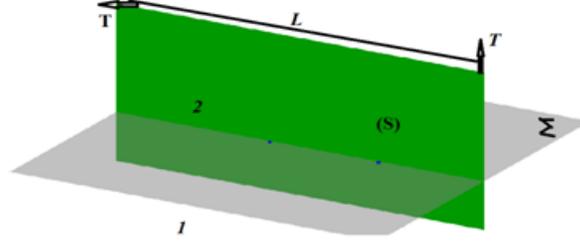


FIGURE 1.2 – Contour rectangulaire infinitésimal ABCD de surface (S) et normale (Σ).

Et $S = S' = S_0$, l'équation de discontinuité de la composante normale du champ électrique :

$$\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1 = \frac{\rho_S}{\epsilon_0} \quad (1.28)$$

b- Discontinuité de la composante tangentielle du champ électrique

Soit un contour élémentaire normal à infinitésimale ABCD et délimitant une surface (figure 2.2) on obtient :

$$\oint \mathbf{E} \cdot \vec{n} \cdot dS = \int_{A_2 B_2 A_1 A_2} \vec{E} \cdot \vec{dl} \quad (1.29)$$

En faisant tendre $L \rightarrow 0$, la surface va tendre $S \rightarrow 0$. l'intégrale le long des dimensions transversales est par conséquent :

$$\mathbf{E}_{T_2} \cdot A_1 B_1 - \mathbf{E}_{T_1} \cdot A_2 B_2 = 0 \rightarrow \mathbf{E}_{T_2} - \mathbf{E}_{T_1} = 0 \quad (1.30)$$

c- Continuité pour le champ magnétique

En considérant la figure 2.2, une analyse analogue à celle de \mathbf{E} , le champ magnétique obeit à :

$$\mathbf{H}_{T_2} - \mathbf{H}_{T_1} = 0 \quad (1.31)$$

1.2.3 Le modèle de Drude-Lorentz

Le modèle de Drude décrit très bien les propriétés optiques des métaux dans le domaine infrarouge mais ne permet pas de décrire correctement ce qui se passe dans le domaine du visible ou les électrons de cœur du métal peuvent être excités vers la bande de conduction (transition inter bande). Le modèle de Drude utilise le principe fondamental de la dynamique en mécanique classique, on peut décrire le mouvement de chacun de ces électrons comme suit [15] :

$$m \frac{\delta^2 r}{\delta t^2} = -m\gamma \frac{\delta r}{\delta t} - eE \quad (1.32)$$

γ est représenté la constante d'amortissement (le terme de perte), e : la charge électrique d'un électron, m la masse de l'électron. On utilise toujours le système d'unité CGS. Le terme d'amortissement est en fait lié au libre parcours moyen l des électrons dans le solide entre deux collisions :

$\gamma = v_f/l$ (v_f vitesse de Fermi).

Pour le modèle de Drude Lorentz, La réponse optique de ces électrons peut cependant être modélisée en reprenant le modèle précédent mais en ajoutant une "force de rappel" $f = -\alpha.r$ ($\alpha > 0$) dans l'équation(2-32) du mouvement des électrons de cœur, on obtient [16] :

$$m \frac{\delta^2 r}{\delta t^2} = -m\gamma \frac{\delta r}{\delta t} - m\omega_0 r - eE \quad (1.33)$$

Où ω_0 est pulsation propre de résonance. Pour même par ailleurs supposer que la position et le champ électrique est également fonction d'harmonique de temps $E = E_0 e^{j\omega t}$ et $r = r_0 e^{j\omega t}$ respectivement. Puis :

$$(-\omega^2 + j\omega\gamma + \omega_0^2)r_0 = -\frac{e}{m}E_0 \quad (1.34)$$

Le moment de dipôle d'un électron est indiqué près $p = -er$, ainsi

$$P_0 = \frac{e^2}{m(-\omega^2 + j\omega\gamma + \omega_0^2)}E_0 \quad (1.35)$$

En conclusion, de la relation constitutive $P = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 E$, nous voyons cela :

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma} \quad (1.36)$$

Dans la pratique, il est souvent plus commode de travail en de la termes de longueur d'onde . Dans ce cas-ci, l'équation de Lorentz-Drude de la fréquence $\omega_0 = 0$ devient :

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{-\omega^2 + j\omega\gamma} \quad (1.37)$$

Les équations précédentes(2-36,2-37) présentent le constant diélectrique de la structure dans la transition de simple-bande. Pour des transitions multi-bandes l'équation de Lorentz-Drude est décrite :

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{f_k \omega_p^2}{\omega_k^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_k} \quad (1.38)$$

Le modèle général de LD simplifie au modèle de Drude des électrons libres Les valeurs des paramètres pour plusieurs métaux communs sont énumérées ci-dessous dans la table 2-1.

	f_0^1	γ_0	f_1	γ_1	ω_1	f_2	γ_2	ω_2	f_3	γ_3	ω_3
Ag		0.048	0.065	3.866	0.816	0.124	0.452	0.481	0.011	0.065	8.158
Au	0.670	0.053	0.024	0.241	0.415	0.01	0.345	0.83	0.071	0.87	2.969
Cu	0.575	0.03	0.061	0.378	0.291	0.104	1.056	2.957	0.723	3.213	5.3

TABLE 1.1 – Paramètres pour quelques métaux nobles de la fonction diélectrique dans le modèle de Drude Lorentz [17]

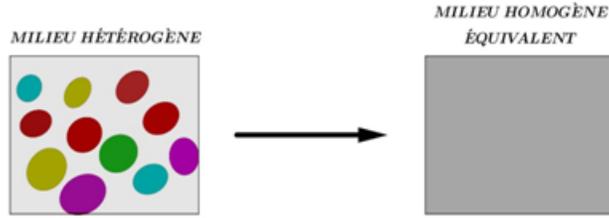


FIGURE 1.3 – Homogénéisation

1.2.4 Permittivité diélectrique

Tous les matériaux ont un constant diélectrique dépendant à la longueur d'onde. Il est possible d'utiliser des tables pour trouver des valeurs mesurées ; cependant, quand une bande limitée de longueur d'onde est considérée, la constante diélectrique relative peut être bien rapprochée par une équation simple. Que il est possible considère deux formules empiriques différentes [18], valides pour le milieu cristallin et transparent [19] :

$$n(\lambda)^2 = \varepsilon(\lambda) = C_1 + \frac{C_2}{\lambda^2} + \frac{C_3}{\lambda^4} \quad (1.39)$$

Ce qui est bien connu un équation de Cauchy. Cela fonctionne correctement dans une région évidente de longueur d'onde [5] ;

$$n(\lambda)^2 = \varepsilon(\lambda) = 1 + \frac{A_1\lambda^2}{\lambda^2 - B_1} + \frac{A_2\lambda^2}{\lambda^2 - B_2} + \frac{A_3\lambda^2}{\lambda^2 - B_3} \quad (1.40)$$

Ce qui est une équation de Sellmeier. Les deux dépendent des paramètres (majuscules) qui sont obtenus des données et mesuré pour travailler avec les unités commodes.

1.2.5 Modèle optique de Milieu Non-Homogène

Dans les sections précédentes, nous avons considéré des milieux homogènes. Lorsqu'on considère un matériau inhomogène, composite, à N constituants, ses propriétés optiques ne sont pas une simple combinaison linéaire de celles apportées individuellement par chaque matériau. Ainsi, il n'est pas possible d'utiliser le modèle de dispersion de Lorentz (2.38) en considérant un seul oscillateur par constituant. En effet, le modèle de Lorentz ne prend pas en considération la modification du champ électrique local dû aux interactions entre espèces. Dans cette section, nous démontrons d'abord la relation de Clausius- Mossotti donnant la permittivité et perméabilité d'un milieu formé de dipôles atomiques ou moléculaires. Puis nous montrerons comment cette formule peut être étendue au cas d'inclusions dipolaires, comme des nanoparticules métalliques dans une matrice diélectrique.

a- Notion de milieu effectif

Dans un milieu homogène les fonctions diélectrique et magnétique ne dépendent pas des variables d'espace, elle conserve même valeur en tout point de ce milieu. Ce qui n'est pas le

1. électron volt

cas pour un milieu hétérogène (non homogène)[21-23], cependant lorsque la taille des hétérogénéités est très petite par rapport la longueur d'onde d'excitation ($d \ll \lambda$), les phénomènes de diffusion et diffraction sont négligeables. par conséquent, la permittivité effective ε_{eff} et la perméabilité effective μ_{eff} sont des concept possibles, même ce milieu composite est complexe, la réponse électromagnétique de la structure peut être exprimée en utilisant les fonction effectives $(\varepsilon_{eff}(\omega), \mu_{eff}(\omega))$. A ce moment-là, l'objectif de l'homogénéisation est de définir un milieu homogène équivalent au milieu hétérogène (voir fig. 2-3) sur les propriétés et la distribution spatiale des constituants du matériau hétérogène. c à d les théories de milieu effectif sont des théories d'homogénéisation permettant de déduire le comportement macroscopique moyen d'un matériau à partir d'une connaissance de sa réponse microscopique.

Il existe plusieurs modèles qu'ont été développés au cours du temps par leurs la fonction optique effective du milieu à celles des porosités dans le volume. Ce modèle suppose l'inclusion d'un matériau dans un milieu hôte h. il se limite à des inhomogénéités granulaires bien séparées est réparties en faible proportion dans le milieu continu de l'hôte. Pour un réseau cubique de maille cristallographique a , de concentration volumique $V = a^3$, d'atomes de polarisabilité électrique α et magnétique β , Il s'agit des formules de Clausius-Mossotti qui peuvent aussi s'exprimer sous ces formes [24] :

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{\alpha}{3V\varepsilon_0} \quad (1.41)$$

$$\frac{\mu - 1}{6 - \mu} = \frac{\beta}{3V} \quad (1.42)$$

Cette homogénéisation de la réponse électromagnétique n'est strictement valide que pour des longueurs d'onde très supérieures au rayon des particules et pour des réseaux à symétrie cubique..

b- Modèle de Maxwell Garent

L'estimation de Maxwell-Garnett (1904) a été développée dans le cas de sollicitations EM quasi-statiques (taille des hétérogénéités petite devant la longueur d'onde). La formule de Maxwell-Garnet découle de la forme généralisée de l'équation de Clausius- Mossoti [25] :

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_m \left(1 + 3 \frac{\varepsilon_d - \varepsilon_m}{\varepsilon_d + 2\varepsilon_m - f(\varepsilon_d - \varepsilon_m)} \right) \quad (1.43)$$

$$\mu_{eff} = \mu_m \left(1 + 3 \frac{\mu_d - \mu_m}{5\mu_d - 2\mu_m + 2f(\mu_d - \mu_m)} \right) \quad (1.44)$$

Le domaine d'application de cette théorie est strictement réservé aux faibles concentrations d'inclusions, avec de grandes distances inter-particules considérées indépendantes (interactions individuelles négligées) et négligées les couplages entre particules.

1.3 Métamatériaux plasmoniques

1.3.1 Définitions et historique

Nous commençons cette section par avancer d'abord la définition du mot métamatériau (MM) qui désigne : - un matériau composite artificiel. C'est un assemblage de motifs géométriques

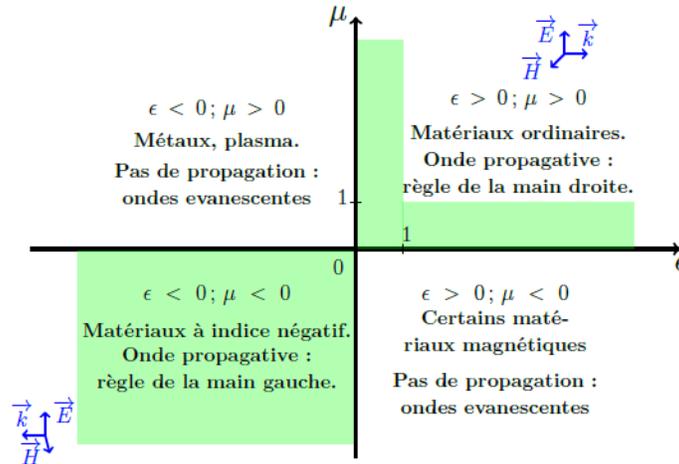


FIGURE 1.4 – Classes conventionnelles de métamatériaux caractérisées sur les paramètres de ϵ et μ [31].

réalisables au moyen de la technique de lithographie (une nanostructuration) qui font référence à des propriétés électromagnétiques uniques non offertes par un matériau naturel. Le préfixe méta- grec désigne au-delà de : Ce type de matériau se compose en général de structures périodiques, diélectriques ou métalliques où la taille des cellules est nettement inférieure par rapport à la longueur d'onde de la source lumineuse de travail. Ainsi, le matériau nanostructuré se comporte comme tout autre matériau homogène possédant de nouvelles propriétés intrinsèques. De tels motifs géométriques du métamatériau rayonnent comme des atomes artificiels qui se couplent, par interaction, avec les champs électrique E et magnétique B d'une onde plane d'excitation. Le nom « métamatériau » a été initié par Rodger M. Walser [26] pour l'attribuer à un composite macroscopique. De nos jours, le terme métamatériau fait référence à une classe de matériau d'ingénierie microscopique et macroscopique. Il existe plusieurs types de *MMs* qui se classent selon les signes de leurs permittivité et perméabilité diélectriques (Cf. Fig.2.4). De plus, les cristaux photoniques sont considérés aussi comme des métamatériaux [27]. Plusieurs travaux expérimentaux ont fait l'objet d'étude par les groupes [28-29] pour confirmer l'existence de la propriété d'indice de réfraction négative pour un métamatériau. Les quantités fondamentales souvent employées pour caractériser un milieu sur la réponse des champs électromagnétiques d'une onde sont la permittivité, ϵ et la perméabilité magnétique, μ . En 1968, V. Veselago [30] a avancé, sur le plan théorique, et pour la première fois, le concept de métamatériau possédant simultanément des parties réelles négatives de la permittivité électrique et de la perméabilité magnétique. La terminologie attribuée à cette classe de métamatériau est « le matériau à main gauche (*LHM* en abrégé) » ; et on dit encore negative index metamaterial (*NIM*). Pour donner un complément à cette introduction, nous reportons sur la figure 2.4 les différents types de métamatériaux conventionnellement définis selon les signes de (ϵ, μ) dans les quatre cadrans (I, II, III, et IV) du repère orthogonal.

Le travail entrepris analytiquement que nous allons décrire dans ce manuscrit est restreint au cas d'un métamatériau du type *LHM* dont la permittivité et la perméabilité sont des valeurs expérimentales tabulées selon la référence [32].

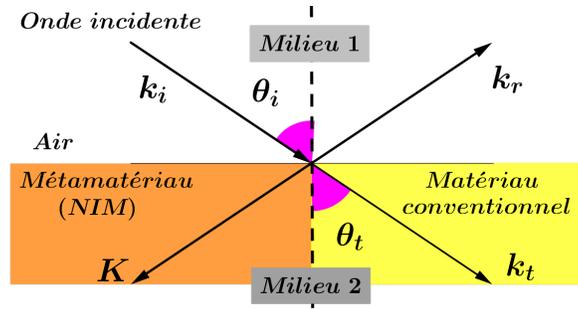


FIGURE 1.5 – Propagation d’une onde lumineuse plane au voisinage d’une interface limitée par deux milieux matériels, où NIM est l’acronyme de : Matériau à Indice de réfraction Négative

1.3.2 Conditions de propagation dans un milieu matériel

Adoptons la configuration (Cf. Fig. 2.5) formée par une interface entre le milieu 1 dans lequel se propage une onde incidente sous l’angle θ_i , de vecteur d’onde k_i et qui se trouve en contact avec un milieu 2. Ainsi, l’onde incidente subira en partie une onde réfléchi de vecteur d’onde k_r et onde réfractée (transmise), de vecteur d’onde k_t . Pour une telle propagation, il est à noter que la loi de Snell suit la forme :

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t \quad (1.45)$$

En considérant que le milieu 2 est matériau conventionnel, l’onde réfractée est décrite par le vecteur d’onde k_r , dévié d’un angle θ_t à droite de la normale zz' . Par contre, dans le cas où le milieu 2 est un métamatériau du type (NIM), la réfraction dans ce milieu est produite à gauche de la normale zz' ; c’est-à-dire une réfraction qui est opposée à la réfraction habituelle. Dans les deux cas de matériau (1 ou 2), la loi de Snell reste toujours valide. Le montage simplifié représenté sur la fig.2.5, est le dispositif qui fut initié par kretschmann ; et se base en particulier sur la réflexion interne totale. Dans cette configuration, la base du prisme se trouve revêtue d’une couche mince d’un métal actif comme Ag, Au, et qui se suit par un échantillon (analyte) qui fait l’objet de la cible à détecter. Le dispositif, lorsqu’il est éclairé par un faisceau lumineux de polarisation p, un champ amplifié est généré à l’interface métal-analyte tendant à s’éteindre par évanescente dans le milieu analyte. Ce champ évanescent fortement influencé de part et d’autre de l’interface, fonctionne comme une sonde de mesure de la nature optique de l’analyte traduite par les variations de son indice de réfraction. Par conséquent, la réflectance du faisceau incident (polarisé p) chute sensiblement et un creux étroit sur une telle réponse est attendu.

Dans le cas d’un métamatériau (au lieu du métal), les caractéristiques liées au profil seront influencées par les propriétés électromagnétiques, ϵ et μ , d’où la possibilité d’atteindre d’autres limites en termes de performance du capteur conçu.

Une telle propriété de propagation produite sur une interface en présence d’un métamatériau a été observée expérimentalement par le groupe de la réf. [27].

Considérons une onde plane se propageant dans un métamatériau (LHM) et à partir des équations (2.1-2.4), pour tout milieu de propagation noté j, on déduit les expressions vectorielles de \mathbf{E} et \mathbf{H} :

$$k \times \mathbf{E}_j = i\mu \frac{\omega}{C} \mathbf{H}_j \quad (1.46)$$

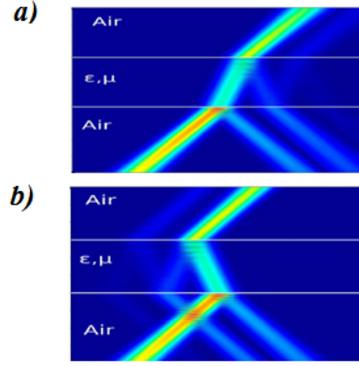


FIGURE 1.6 – Propagation de rayon lumineux à travers un métamatériau pour deux cas de propriétés, pour : a) ϵ et μ simultanément positives et pour b) ϵ et μ simultanément négatives.

$$k \times \mathbf{H}_j = -i\epsilon \frac{\omega}{C} \mathbf{E}_j \quad (1.47)$$

Selon les formes de l'équ.(3.d), le trièdre $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{k})$ caractérise un matériau à main gauche (*LHM*) lorsque les quantités ϵ et μ sont simultanément négatives et où le trièdre est inversé.

En considérant un champ électrique de polarisation (TM), le vecteur de Poynting s'écrit :

$$\langle S \rangle = 1/2 \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = c/2\mu\omega p \times (k) = Ck/2\mu\omega \quad (1.48)$$

et d'après ce calcul, on conclue que pour $\mu < 0$, le vecteur d'onde k (Eq. 2.12) admet une direction opposé à celle du vecteur de Poynting. Une telle conclusion est aussi analogue pour la condition d'un champ électrique de polarisation (TE) lorsque $\epsilon < 0$. Ainsi, le contrôle de la propagation d'une onde plane dans un métamatériau est consigné par une vitesse de phase de l'onde est toujours dans le sens opposé au mouvement du flux de l'énergie électromagnétique.

De plus, il est évident qu'à partir de l'indice de réfraction du métamatériau :

$$n^2(\omega) = \epsilon(\omega)\mu(\omega) \quad (1.49)$$

pour ϵ et μ simultanément négatifs, l'indice de réfraction est aussi négatif.

Il est fondamentalement connu qu'une onde électromagnétique est systématiquement atténuée en se propageant dans un matériau donné. Cet effet optique est impliqué par les termes complexes des propriétés optiques (ϵ, μ). Des considérations théoriques sur les pertes n'a pas fait l'objet de discussion dans cette section.

1.3.3 Paramètres optiques de fonctionnalisation

Dans l'hypothèse de discuter les pertes par absorption d'une onde se propageant dans un matériau, il est convenable d'adopter des modèles sur les deux quantités électromagnétiques, du matériau indiqué (permittivité et perméabilité) :

$$\epsilon_{NIM}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{p,e}^2}{\omega^2 - \omega_{0,e}^2 + i\gamma_e\omega} = \epsilon' + i\epsilon'' \quad (1.50)$$

$$\mu(\omega) = 1 - \frac{\omega_{p,m}^2}{\omega^2 - \omega_{0,m}^2 + i\gamma_m\omega} = \mu' + i\mu'' \quad (1.51)$$

avec $\omega_{p,e}$, $\gamma_{p,e}$, $\omega_{0,e}$ qui désignent la fréquence plasma, terme de relaxation et fréquence de résonance respectivement dus à la contribution du champ électrique de l'onde.

De meme, $\omega_{p,m}$, $\gamma_{p,m}$, $\omega_{0,m}$ désignent la fréquence plasma, terme de relaxation et fréquence de résonance respectivement en raison de la contribution du champ magnétique de l'onde. A partir d'un tel modèle sur la permittivité et la perméabilité, des pertes électrique et magnétique peuvent être estimées respectivement par les rapports :

$$\tan(\alpha_E) = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (1.52)$$

$$\tan(\alpha_M) = \frac{\mu''}{\mu'} \quad (1.53)$$

Le comportement de ces pertes ainsi que les densités locales d'énergie (mesurable en champ proche) seront abordés dans une étude en perspective.

1.3.4 Types d'applications

Dans cette sous-section, nous citons quelques types d'applications technologiques pratiques récemment avancées au moyen de métamatériaux. De leurs propriétés à leur utilité, ces matériaux artificiels ont fait l'objet à réaliser des super-lentilles (dites encore des lentilles parfaites) fonctionnant à la limite de diffraction [33], à concevoir des absorbeurs d'ondes (filtres, atténuateurs), des guides d'ondes en télécommunication [34, 35, 36, 37], ainsi que la conception des antennes pour manipuler et diriger les ondes.

1.3.5 Indice effectif

L'idée de l'indice réfraction négatif de métamatériaux a été découverte par Veselago. La permittivité négative est facilement obtenue par un réseau de fil métallique et a été avancée théoriquement en 1996 et 1999 par JB Pendry [38], qu'une structure composée d'anneaux coupés et couplés se comportent comme un dipôle magnétique résonnant, qui permet une forte réponse magnétique dans la gamme des hyperfréquences [39-40]. Les anneaux coupés couplés de Pendry sont disposés périodiquement pour créer une perméabilité négative, la situation est donc plus complexe que dans la vision de Veselago : un métamatériau est un matériau composite fait de structures résonantes, en général arrangées périodiquement. La figure 2-6 montre que la propagation d'une onde électromagnétique dans différents milieux. Grace à structures proposées initialement par J. B. Pendry et al [38], un arrangement des fils cylindriques simuler $\varepsilon < 0$ et résonateurs de forme anneau simuler $\mu < 0$. Cette procédure suppose simplement que les fils sont petits devant λ , auquel cas il est possible de moyennes les champs sur une cellule unité pour obtenir des constants optiques effective.

L'application de ce champ agit comme une force de rappel sur les charges et conduit à un mouvement d'oscillation de pulsation d'excitation égale à la pulsation plasma définie par :

$$\omega_p = \frac{C^2}{a^2 \ln\left(\frac{a}{r}\right)} \quad (1.54)$$

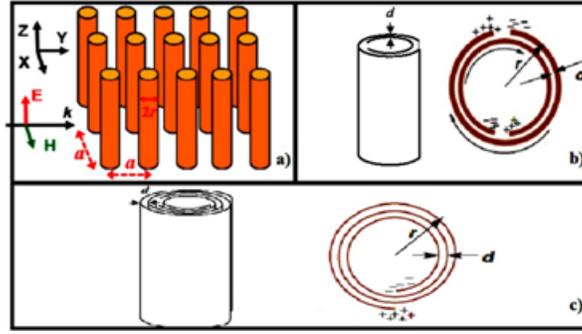


FIGURE 1.7 – a) Réseau de tiges métalliques de rayon r et de période a , b et c) représentation de la structure en anneaux coupés couplés [39].

Où C : est la célérité de la lumière dans le vide. Le modèle de Drude ou Drude Lorentz adapté à la permittivité effective pour les métamatériaux avec $\gamma = \frac{\varepsilon_0 a^2}{\Pi r^2 \sigma}$ avec σ la conductivité du métal constituent les tiges métalliques, ε_0 est la permittivité de vide, r est le rayon du cylindre et a le pas du réseau. Pour une pulsation inférieure à la pulsation de plasma puisque le réseau présente une valeur négative de permittivité et l'onde incidente ne peut pénétrer dans le milieu que sur une profondeur limitée. Pendry propose différentes structures a, b et c (voir la fig.2.7(a-c)) qui présentent une activité magnétique et pour montrer comment l'énergie électrostatique peut être fortement concentrée dans les structures. La structure (a), On considère une rangée carrée de tiges cylindriques conducteurs parallèle orientés la long de l'axe z et disposé périodiquement la long des axes x et y ; éclairée par une onde électromagnétique incidente dont l'induction \vec{B} est parallèle aux tiges. la calcul de la perméabilité tient compte de l'inductance de chaque tige et de l'induction mutuelles entre les tiges. On obtient :

$$\mu_{eff}(\omega) = 1 - \frac{f\omega}{\omega + j\Omega} \quad (1.55)$$

avec $f = \frac{2}{a}$ représente le taux de remplissage du matériau actif. $\Omega = \frac{2\sigma'}{\mu_0 r}$; σ' est la conductivité de la spirale. La structure (b) se compose d'une rangée carrée de cylindres quant au structure(a), mais avec la différence que les cylindres ont maintenant la structure interne. Les feuilles sont divisées en structure dédoublent anneau et séparé de l'un l'autre par la distance d . En toute une feuille, il y a un espace qui empêche le courant de circuler autour de cet anneau. Quand un champ magnétique parallèle au cylindre est appliqué; il lui induit des courants dans "dédoublent des anneaux" comme montré ici. Plus la capacité est grande entre les feuilles, plus le courant est grand. La perméabilité effective d'une telle structure s'exprime par :

$$\mu_{eff}(\omega) = 1 - \frac{f\omega}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\Omega} \quad (1.56)$$

Où $\omega_0 = \frac{3}{\Pi^2 \mu_0 r^3 \omega^2}$ est la pulsation de résonance, ($\Omega = \frac{2\sigma'}{\mu_0 r \omega}$ est l'amortissement de la résonance. Dans La structure(c) , Comme l'indique la structure de la figure (2.7), une feuille métallique est

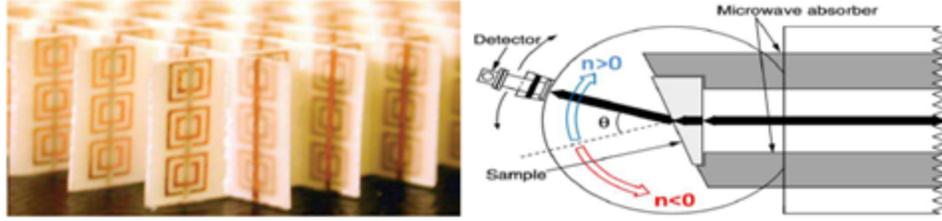


FIGURE 1.8 – Première réalisation expérimentale d’une image de NIM. Il est constitué de SRRs et de fils en cuivre déposés sur un substrat de fibre de verre. La cellule unitaire a une taille de 5mm et le métamatériau est conçu pour fonctionner dans une gamme de longueurs d’onde autour de 3cm .[28]

enroulée pour former un cylindre. Chaque tour de l’enroulement est espacé par une distance d de la feuille précédente. Quand un champ magnétique parallèle au cylindre est alimenté, il réduit des courants dans les feuilles enroulées, comme montré ici. Capacité entre les premiers et derniers tours de l’enroulement permet au courant de couler. La perméabilité effective d’une telle structure, peut déterminée en se basant sur les travaux de Pendry pour l’équation précédente mais la pulsation de résonance est donnée par :

$$\omega_0 = \frac{dC^2}{\Pi^2 \mu_0 (N - 1) r^3 \omega^2} \quad (1.57)$$

avec N est le nombre d’enroulement. Il est intéressant que le premier fabricant en structure périodique et caractérisé expérimentalement par R. A. Shelby et al [28](voir la fig.2.8). c’est à dire, la périodicité dans les deux directions est obtenue par l’impression des réseaux-2D de motifs métalliques sur des substrats planaires, tandis que, la périodicité dans la troisième direction est réalisée par l’empilement d’un grand nombre de substrats et de motifs planaires. Ces chercheurs montrèrent que pour un matériau dont un seul des paramètres est négatif, les ondes ne peuvent se propager (comme attendu) mais que la propagation est bien restaurée dans un milieu où les deux paramètres sont négatifs.

1.4 Plasmon au voisinage d’une interface

Les lois de l’électromagnétisme permettent de décrire convenablement le mouvement collectif des électrons libres (répartis à la surface d’un milieu métallique, le plus souvent un métal noble) semi-infini. Le traitement des champs électromagnétiques et les conditions de leurs continuités à l’interface, démontre l’existence de modes susceptibles de se propager le long de l’interface métal/ vide (ou diélectrique). Ces modes électromagnétiques correspondent à des ondes de surface dits encore « plasmons de surface » (figure 2.9). Autrement dit, une interface étant irradiée par une source externe, donne naissance à un champ électromagnétique tendant à osciller dans le temps de part et d’autre des deux milieux dans une décroissance exponentielle suivant la direction perpendiculaire à l’interface. Au cours de la propagation, un tel caractère d’évanescence coexistant avec l’onde de surface, se détermine par le concept de champ confiné dans une échelle de quelques micromètres dans les deux milieux de l’interface. De plus, Il est connu que les plasmons de surface s’excitent dans des géométries particulières et peuvent être divisés en trois types :

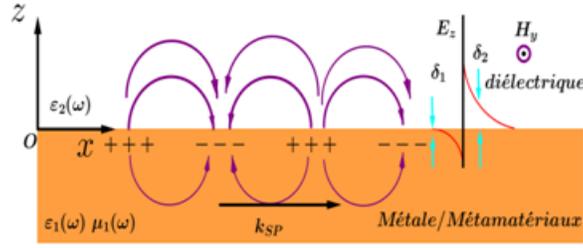


FIGURE 1.9 – Interface plane infinie séparent un milieu 1 de permittivité $\varepsilon_1(\omega)$ et perméabilité $\mu_1(\omega)$ et un milieu 2 de permittivité $\varepsilon_2(\omega) > 0$.

- i)- **Les Plasmons de surface délocalisés(LSP)** : des ondes produites par interaction des électrons libres à la surface métallique (considérée comme plasma d'électrons) plane et les photons d'une source lumineuse. On parle parfois de plasmons polaritons de surface (SPPs en anglais) dont la constante de propagation est aisément déduire en résolvant l'équation du champ selon la théorie de Maxwell[16]. Ce sont ceux que nous considérerons dans notre travail.
- ii)- **Les plasmons de surface Localisés** : sont des excitations localisées du plasma d'électrons à l'intérieur des structures de quelques dizaines de nanomètres de taille ; des nanoparticules métalliques ou des rugosités de certaines structures [16]. Pour ce type d'approche, vu le concept de discontinuité que présente les structures, les propriétés des plasmons localisés sont déduites par l'application des méthodes numériques de calcul.
- iii)- **Les plasmons de volume** : ondes produites par oscillations de plasma dans le volume du métal et dont la fréquence de propagation est au-delà de la fréquence plasma. De tel type de plasmon ne fait pas l'objet de la présente étude.

les plasmons de surface ont été caractérisés par un grand nombre d'applications dans le domaine des dispositifs guides d'ondes et nano-circuits, le secteur des sondes biologiques, biomédicale et biologique[41]. Pour la suite de ce travail, nous limiterons exclusivement aux plasmons de surface délocalisés et leurs caractéristiques impliquées (selon les propriétés structurales considérées) évaluées sur la résonance des modes supportés.

Considérer une interface planaire contenue dans le plan xOy séparant deux milieux semi infinis décrit par la milieu métal (métamatériaux) de permittivité diélectrique et perméabilité magnétique $\varepsilon_1(\omega), \mu_1(\omega) = 1(Re(\varepsilon_1(\omega)) < 0, Re(\mu_1(\omega)) < 0)$ et diélectrique $\varepsilon_2(\omega) > 0$ [16] (voir fig. 2.9). Il est possible d'analyser distincte les deux cas :

•**Le mode de polarisation TM** : La solution d'équation (2.25) est de la forme suivant :

$$H_y = H_y(z)e^{jx} = Ae^{\pm\sqrt{\beta-k_0^2\varepsilon_r\mu_r}z}e^{j\beta x} = Ae^{(z)}e^{j\beta x} \quad (1.58)$$

Où \pm dépend de la position dans le media. $imag(k_z) > 0$ Pour les métaux et diélectrique, $imag(k_z) < 0$ pour les métamatériaux .

Dans le deuxième milieu, assumant $z > 0$, le champ magnétique s'écrit comme :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}_x \\ \mathbf{H}_y \\ \mathbf{H}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ A_2 e^{(-k_{z2}z)} e^{j\beta x} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.59)$$

Et le champ électrique comme :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -jA_2 \frac{1}{\omega_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{r2}} k_{z2} e^{(-k_{z2}z)} e^{j\beta x} \\ 0 \\ -A_2 \frac{\beta}{\omega_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{r2}} e^{(-\beta z)} e^{j\beta x} \end{pmatrix} \quad (1.60)$$

Dans le première milieu assumant $z < 0$, le champ magnétique peut être écrit comme :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}_x \\ \mathbf{H}_y \\ \mathbf{H}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ A_1 e^{(-k_{z1}z)} e^{j\beta x} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.61)$$

Et le champ électrique comme :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -jA_1 \frac{1}{\omega_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{r1}} k_{z1} e^{(-k_{z1}z)} e^{j\beta x} \\ 0 \\ -A_1 \frac{\beta}{\omega_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{r1}} e^{(-\beta z)} e^{j\beta x} \end{pmatrix} \quad (1.62)$$

k_z est le composant du vecteur d'onde orthogonal à l'interface ($z = 0$), tandis qu'est le composant du parallèle de vecteur d'onde à l'interface. Maintenant, il est possible d'appliquer les conditions de continuité trouvée dans la section 1.2.

$$\mathbf{H}_{y2}(z = 0) = \mathbf{H}_{y1}(z = 0) \rightarrow A_1 = A_2 \quad (1.63)$$

$$\varepsilon_2 \mathbf{E}_{z2}(z = 0) = \varepsilon_1 \mathbf{E}_{z1}(z = 0) \rightarrow A_1 = A_2 \quad (1.64)$$

$$\mathbf{E}_{x2}(z = 0) = \mathbf{E}_{x1}(z = 0) \rightarrow \frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} = -\frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} \quad (1.65)$$

Par conséquent mathématiquement un des médias doit être un métal / métamatériaux et l'autre un isolateur : nous pouvons choisir le milieu 1 comme métal(métamatériau) et le milieu 2 comme isolateur, selon le choix physique du commencement de la section. k_{z1} et k_{z2} sont suffisance de full du besoin l'équation d'ondes, trouvent à :

$$k_{zi} = \sqrt{\beta - k_0^2 \varepsilon_i \mu_i} / i = 1, 2 \quad (1.66)$$

Donc l'expression (2.65) devient :

$$\frac{\sqrt{\beta - k_0^2 \varepsilon_1 \mu_1}}{\varepsilon_1} = -\frac{\sqrt{\beta - k_0^2 \varepsilon_2 \mu_2}}{\varepsilon_2} \quad (1.67)$$

C'est-à-dire [42] :

$$\beta = \sqrt{\frac{\varepsilon_1(\omega)\varepsilon_2(\omega)(1 - \mu_2(\omega))}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}} \quad (1.68)$$

Cette expression est valide pour la partie réelle et partie imaginaire : elle est Dispersion relation de SPs propageant à l'interface entre deux demi d'espaces. Puisqu'est complexe, elle peut être réécrite sous la forme :

$$\beta(\omega) = \beta_r(\omega) + j\beta_i(\omega) \quad (1.69)$$

Pour le cas Métal/ diélectrique, on considère $\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_{1r} + j\varepsilon_{1i}$, $\mu_1(\omega) = 1$ et $|\varepsilon_{r1}| \gg \varepsilon_2$ on obtient la relation :

$$\beta(\omega) = \beta_r(\omega) + j\beta_i(\omega) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{r1}(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_{r1}(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}} + j\frac{\varepsilon_{r1}}{2\varepsilon_{i1}^2}k_0\left(\frac{\varepsilon_{r1}(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_{r1}(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (1.70)$$

La partie réelle du vecteur d'onde traduit la propagation de l'onde à l'interface. La partie imaginaire traduit elle, la perte, l'énergie dissipée dans les milieux. La longueur de propagation d'un plasmon L est définie telle que ce soit la distance au bout de laquelle l'intensité du champ se propageant est divisée par e :

$$L = \frac{1}{2\beta_i(\omega)} \quad (1.71)$$

Comme suit à ces équations précédentes du champ électrique et magnétique dans les deux médias, l'amplitude de champ du SPs diminue exponentiellement comme $e^{-|k_z1|z}$ dans le milieu 1 et $e^{-|k_z2|z}$ dans le milieu 2. La valeur de la profondeur (de peau) à laquelle le champ incidente et ainsi, substitution k_z pour chaque milieu, il est possible d'obtenir :

$$\delta_1 = \frac{1}{|k_{z1}|} = \frac{1}{k_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1^2}} \quad (1.72)$$

$$\delta_2 = \frac{1}{|k_{z2}|} = \frac{1}{k_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_2^2}} \quad (1.73)$$

A titre d'exemples et pour une longueur d'onde de $850nm$ sur une interface Eau-Or, la profondeur de peau dans l'or sera de $\delta_1 = 24nm$ et dans l'eau elle s'évalue à $\delta_2 = 400nm$. Pour une interface Ag/air à $\lambda = 600nm$, ces profondeurs de pénétration sont $\delta_1 = 39nm$ dans l'argent, et de $\delta_2 = 260nm$ dans l'air. Ces longueurs donnent les distances auxquelles les plasmons sont susceptibles d'interagir avec leur environnement et en particulier avec les émetteurs placés proches d'une surface métallique.

• **Pour le cas d'une polarisation TE :** La solution d'équation (2.23) est de la forme suivante :

$$\mathbf{E}_y = \mathbf{E}_y(z)e^{j\beta x} = Ae^{\pm\sqrt{\beta - k_0^2\varepsilon_r\mu_r}z}e^j = Ae^{(z)}e^{j\beta x} \quad (1.74)$$

Dans le deuxième milieu, assumant $z > 0$, le champ magnétique peut être écrit comme :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}_x \\ \mathbf{H}_y \\ \mathbf{H}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -jA_2 \frac{1}{\omega_0\mu_0} k_{z2} e^{(-k_{z2}z)} e^{j\beta x} \\ 0 \\ -A_2 \frac{\beta}{\omega_0\mu_0} e^{(-\beta z)} e^{j\beta x} \end{pmatrix} \quad (1.75)$$

Et le champ électrique comme :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ A_2 e^{(-k_{z2}z)} e^{j\beta x} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.76)$$

Dans le premier milieu situé à $z < 0$, le champ magnétique peut être écrit comme :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}_x \\ \mathbf{H}_y \\ \mathbf{H}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -jA_1 \frac{1}{\omega_0 \mu_0 \mu_r} k_{z1} e^{(-k_{z1}z)} e^{j\beta x} \\ 0 \\ -A_1 \frac{\beta}{\omega_0 \mu_0 \mu_r} e^{(-\beta z)} e^{j\beta x} \end{pmatrix} \quad (1.77)$$

Et le champ électrique comme :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ A_1 e^{(-k_{z1}z)} e^{j\beta x} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.78)$$

Il est possible d'appliquer les conditions de continuité trouvée dans la section 1.2.

$$\mathbf{H}_{z2}(z = 0) = \mathbf{H}_{z1}(z = 0) \rightarrow A_1 = A_2 \quad (1.79)$$

$$\mathbf{E}_{y2}(z = 0) = \mathbf{E}_{y1}(z = 0) \rightarrow A_1 = A_2 \quad (1.80)$$

$$\mathbf{H}_{x2}(z = 0) = \mathbf{H}_{x1}(z = 0) \rightarrow -k_{z2} = -k_{z1} \quad (1.81)$$

Puisque le confinement sur la surface exige $Re(|k_{z1}|) > 0$ et $(|k_{z2}|) > 0$, ces conditions peuvent être satisfaites seulement quand $A_1 = A_2 = 0$. Par conséquent, ne peut être excité pour une polarisation de résonance *TE*.

1.5 Principe d'excitation de plasmon de surface

Dans la section précédente on lui a montré que l'excitation d'espèces se produit quand par conséquent, des conditions particulières doivent être satisfaites pour obtenir l'excitation. Il y a de diverses manières par lesquelles l'excitation des plasmons de surface peut être obtenue (c.-à-d. par la lumière ou par des électrons). Chaque méthode a des retirements particuliers, exprimés en termes de caractéristiques de surface en métal. Les techniques les plus populaires sont : (voir la fig.2.10) :

-sur excitation par impact de particules ; diffusion par un défaut[43].

-le couplage par prisme, qui utilise la réflexion totale interne pour transmettre à l'interface une onde évanescente dont le vecteur d'onde parallèle est augmenté par l'indice de réfraction du prisme. -le couplage par réseau (rugosité périodique)[44-45], qui permet de transférer au vecteur d'onde parallèle incident une quantité entière de fois le vecteur du réseau réciproque.

Dans ce cas, on excite les *SPs* à une interface métal/diélectrique par un champ optique évanescent crée lorsqu'une réflexion interne totale d'une onde lumineuse progressive se produit. Deux types de configurations du multicouche sont possibles pour observer la résonance de plasmons de surface :

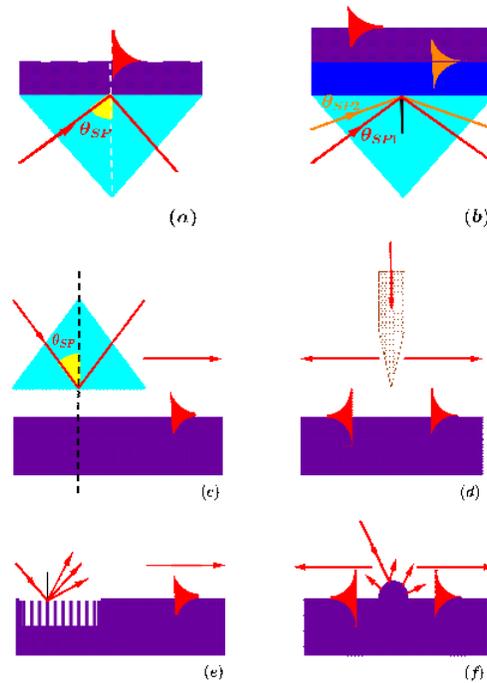


FIGURE 1.10 – Divers principes de couplage optique : a) Configuration de Kretschmann, b) Configuration de Kretschmann avec deux couches, c) Configuration d’Otto, d) Excitation par SNOM, e) Excitation par réseau et f) Excitation par impact de nanoparticules .

la configuration proposée par Kretschmann-Raether et par Otto, [46,47] et [48,49] respectivement. Dans la première configuration, une couche métallique est mise en contact avec un coupleur optique au choix (un prisme, un demi- cylindre, une fibre) et dans la deuxième, cette couche et le coupleur sont séparés par un gap d’une épaisseur de l’ordre de la longueur d’onde. Dans ce cas, l’excitation des plasmons de surface à l’interface métal/diélectrique s’effectue par un champ optique évanescent obtenu lorsqu’une réflexion totale d’une onde lumineuse progressive se produit. Deux types de configurations peuvent être utilisés : la configuration de Kretschmann (Fig.2.10(a et b) et celle d’Otto (Fig.2.10 (C)).

Dans la configuration de Kretschmann, le métal est mis en contact direct avec le prisme. Dans ce cas, l’excitation des plasmons de surface se fait à l’interface métal diélectrique (milieu d’analyse) et pour y arriver, il faudra que la composante tangentielle du vecteur d’onde k_x , soit égale à la norme du vecteur d’onde des plasmons de surface k_{SP} (voir Fig.2.11 (a)). . Ce qui permet de détecter une petite modification de l’indice de réfraction de l’environnement proche à l’interface et, par conséquent, de réaliser des capteurs *SPR* performants, comme il sera démontré dans ce chapitre. Dans la configuration d’Otto, la couche métallique et le prisme sont séparés par un milieu diélectrique appelé gap. On note que l’indice de réfraction du gap doit être inférieur à celui du prisme. Ainsi, le couplage entre les plasmons de surface et l’onde incidente aura lieu à l’interface métal-gap. L’inconvénient de cette configuration provient du fait que l’onde plasmons de surface ne pénètre pas dans le milieu d’analyse. C’est donc pour cette raison que l’utilisation de la configuration d’Otto dans les capteurs optique à effet *SPR* est très limitée Une autre méthode très pratique pour coupler la lumière avec les plasmons de surface consiste à utiliser un réseau de

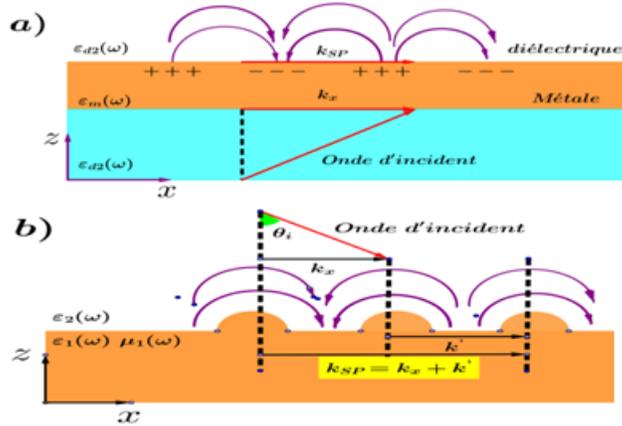


FIGURE 1.11 – La relation entre la composante tangentielle du vecteur d'onde k_x et le vecteur d'onde des plasmons de surface k_{SP} pour : a) Configuration de Kretschmann, b) Un réseau de diffraction.

lignes ou de plots métalliques [48] .

De la même façon que dans le cas d'un prisme, l'excitation des plasmons de surface à travers un réseau de diffraction aura lieu si et seulement si la condition de couplage est remplie. Pour y arriver, il faudra que la composante tangentielle du vecteur d'onde de l'un des ordres de diffraction $k_{mx} = k_x + mk'$ du réseau [50-51], soit égale à la norme du vecteur d'onde des plasmons de surface k_{SP} (voir Fig.2.11 (b)).

Par ailleurs, l'excitation des plasmons de surface par une onde électromagnétique est dépendante de la réalisation de la condition de couplage entre l'onde incidente et les plasmons de surface. Pour mieux comprendre cette condition, il est commode de tracer sur un graphe la relation de dispersion des plasmons de surface et celle de la lumière, comme il est illustré sur la figure 2.12. Cette dernière montre que la courbe de dispersion des plasmons de surface se trouve toujours « à droite » de la courbe dite ligne de lumière. Cette ligne correspond à la relation de dispersion d'une onde progressive, $k = \frac{\omega}{C}$, elle délimite le domaine des ondes radiatives (à gauche de la ligne de lumière sur le graphe). On remarque, de plus, que la courbe de dispersion des plasmons de surface et la ligne de lumière ne se croisent pas. Autrement dit, l'irradiation directe du métal ne permet pas l'excitation des plasmons de surface, car l'accord de phase ne peut pas être réalisé en absence d'un système de couplage adéquat. Enfin, il est important de noter que les valeurs de la pulsation ω de l'onde incidente pour lesquelles l'excitation des plasmons de surface est

possible sont comprises entre 0 et $\sqrt{\frac{\omega_p^2}{1 + \epsilon_{d2}}}$. Le SPR se traduit par un accroissement de l'efficacité du transfert d'énergie de l'onde lumineuse à SPs. Ce qui explique l'apparition d'un pic d'absorption sur le spectre angulaire de la réflectivité du multicouche Notons qu'un bon choix de paramètres optiques du système permet même d'annuler sa réflectivité à un certain angle d'incidence. Alors : $k_x(\omega) = k_{SP}(\omega)$ Dans un système aux milieux, une excitation directe des plasmons de surface par une onde lumineuse progressive est impossible quel que soit l'angle d'incidence.

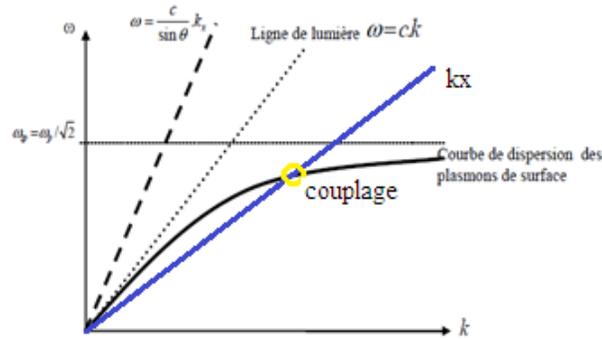


FIGURE 1.12 – Relation de dispersion à illustrant la propagation des plasmons de surface à l'interface métal-air

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, des notions générales de l'électromagnétique classique dans les matériaux sont décrits. Il est discuté en particulier les différents paramètres optiques intrinsèques aux métamatériaux et leurs effets sur la manipulation des grandeurs sub-longueur d'ondes de propagation au voisinage d'une interface conceptualisée. Quelques idées sur le concept de fabrication de métamatériaux sont brièvement présentées.

Chapitre 2

Modélisation par des matrices de transfert de la réponse optique au voisinage des interfaces

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, il est explicité la méthode matricielle adaptée à la prédiction théorique de la réponse optique d'une structure composée de différentes interfaces. Cette structure est un empilement planaire composé de matériaux actifs adjacents à des diélectriques purement réels où l'ensemble est disposé sur la base d'un coupleur optique. Pour une telle structure (à N couches) dont la réponse optique est analysée en mode angulaire, les milieux ayant différentes épaisseurs, d_N sont caractérisés par leurs correcte permittivités diélectriques ε_k et perméabilités magnétiques μ_k . Après un calcul explicite de la réponse optique qui est déduite par l'application de la méthode matricielle [52], les effets des paramètres de structures sont interprétés pour évaluer ensuite les performances du dispositif conçu. Pour une telle tâche, la réponse optique est analysée par un programme écrit en Matlab mis en œuvre.

2.2 Propagation de lumière sur une interface : Réflexion et Transmission

La réponse optique de toute structure à une onde électromagnétique concernent la réflexion (ou la transmission). Ici, le concept de réflexion est généralisé à la structure de N couches planaires parallèles considérées comme des milieux linéaires isotropes (Figure 3.1). Les indices de réfraction des différentes sont considérés complexes. Cependant, le milieu d'incidence est supposé transparent afin que l'onde plane monochromatique provenant d'une source externe puisse atteindre le multicouche adopté.

Ceci étant, l'onde incidente sous l'angle donne lieu à la propagation des champs électromagnétiques en partie réfléchi et réfracté à chaque interface. De tels champs fondamentalement décrits par les équations de Maxwell obéissent aux propriétés de de continuité (composante tangentielle du champ électrique) de part et d'autre des interfaces. La propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu matériel est dans la limite classique décrite par les équations (2.1-2.4). Ceci mène à conditions de frontière pour partie 2.2 de chapitre précédent quand un faisceau de lumière frappe une interface planaire entre deux médias diélectriques homogènes avec la constante diélectrique ε_1 et ε_2 , et perméabilité μ_1 , et μ_2 , comme illustré dans la figue. 3.2 [53].

Les conditions limites (2.29-2.32) constituent les propriétés de base pour le calcul de la réflexion et ou la transmission au voisinage de chaque interface du type représentée en Fig.3.2. Pour une onde plane monochromatique, le champ correspondant est de la forme $E_i = E_{0i} \exp^{-(k_i \times r - \omega_i t)}$, on peut dériver d'équation. 2.31 et la loi de la réflexion [52, 54] :

$$\theta_i = \theta_r \quad (2.1)$$

Pour une telle incidence sur une interface, la loi de Snell de la réfraction s'écrit :

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_r \quad (2.2)$$

Selon les deux types de polarisation d'une onde arrivant sur une interface délimitée par deux milieux matériels, les équations des champs électriques et magnétiques de propagation se déterminent par : une onde d'incidente (Eq. 3.3), une onde réfléchi (Eq. 3.4) et une onde réfractée ((ou

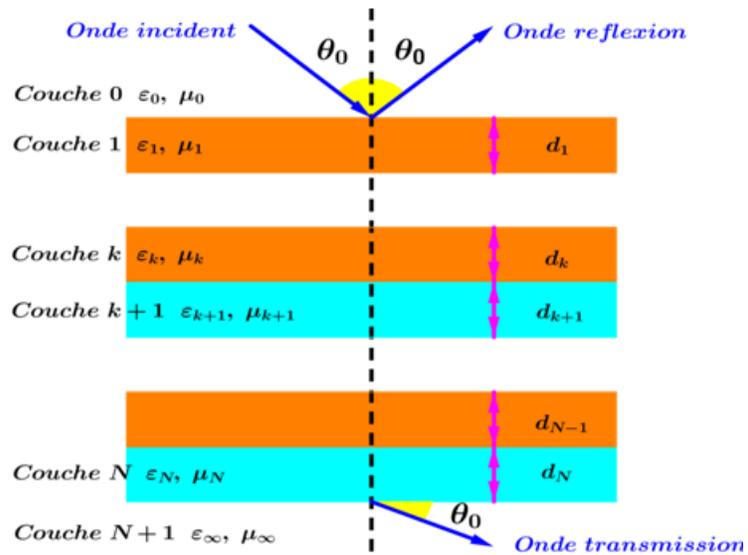


FIGURE 2.1 – Propagation d’ondes planes dans un système de film multicouche ; Les flèches représentent les vecteurs d’onde des ondes de propagation avant et arrière.

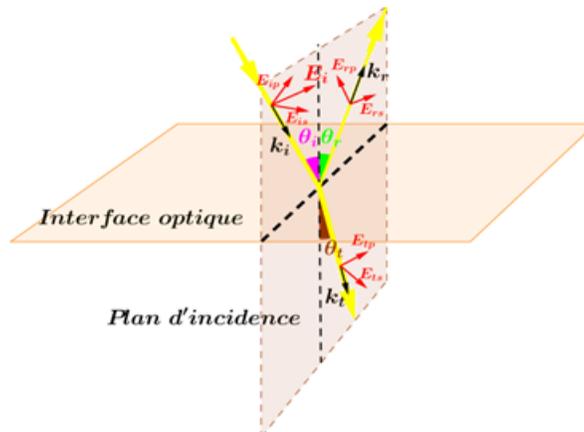


FIGURE 2.2 – Propriété du champ à l’interface (Réflexion et transmission) entre deux milieux homogènes : (E_i, k_i) à l’incidence, (E_r, K_r) à la réflexion et (E_t, k_t) à la transmission. Le champ électrique peut être décomposé en deux types de polarisation (TM) ou TE par rapport au plan d’incidence.

transmise) Eq. 3.5)).

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_{0i} \exp^{-(k_i \times r - \omega_i t)}, \mathbf{B}_i = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \frac{k_i \times \mathbf{E}_i}{k_i} \quad (2.3)$$

$$\mathbf{E}_r = \mathbf{E}_{0r} \exp^{-(k_r \times r - \omega_r t)}, \mathbf{B}_r = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \frac{k_r \times \mathbf{E}_r}{k_r} \quad (2.4)$$

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_{0t} \exp^{-(k_t \times r - \omega_t t)}, \mathbf{B}_t = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2} \frac{k_t \times \mathbf{E}_t}{k_t} \quad (2.5)$$

où leurs vecteurs d'onde respectifs sont donnés par :

$$|k_i| = |k_r| = \omega \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}, |k_t| = \omega \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2} \quad (2.6)$$

$$k_i r = k_r r = k_t r \quad (2.7)$$

Il est clair d'après l'équation 3.7, que chacun de ces trois vecteurs d'onde définis précédemment se situe dans le même plan. Sachant que, $|k_i| = |k_r|$, on écrit :

$$k_i \sin \theta_i = k_r \sin \theta_i = k_t \sin \theta_t \quad (2.8)$$

Compte tenu de la propriété de continuité des champs se propageant de part et d'autre de l'interface, on écrit :

$$[\varepsilon_1 (\mathbf{E}_{0i} + \mathbf{E}_{0r}) - \varepsilon_2 \mathbf{E}_{0t}] \times n = 0 \quad (2.9)$$

$$[k_i \mathbf{E}_{0i} + k_r \mathbf{E}_{0r} - k_t \mathbf{E}_{0t}] \times n = 0 \quad (2.10)$$

$$[(\mathbf{E}_{0i} + \mathbf{E}_{0r}) - \mathbf{E}_{0t}] \times n = 0 \quad (2.11)$$

$$\left[\frac{1}{\mu_1} (k_i \mathbf{E}_{0i} + k_r \mathbf{E}_{0r}) - \frac{1}{\mu_2} k_t \mathbf{E}_{0t} \right] \times n = 0 \quad (2.12)$$

où n est un vecteur unitaire perpendiculaire à l'interface. Pour le cas d'une polarisation S (ou P) les coefficients de Fresnel sont donnés par :

$$r_S = \frac{\mathbf{E}_{rs}}{\mathbf{E}_{is}} = \frac{n_1 \sin \theta_i - n_2 \sin \theta_t}{n_1 \sin \theta_i + n_2 \sin \theta_t} \quad (2.13)$$

$$t_S = \frac{\mathbf{E}_{ts}}{\mathbf{E}_{is}} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \sin \theta_i + n_2 \sin \theta_t} \quad (2.14)$$

$$r_P = \frac{\mathbf{E}_{rp}}{\mathbf{E}_{ip}} = \frac{n_2 \sin \theta_i - n_1 \sin \theta_t}{n_2 \sin \theta_i + n_1 \sin \theta_t} \quad (2.15)$$

$$t_P = \frac{\mathbf{E}_{tp}}{\mathbf{E}_{ip}} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_2 \sin \theta_i + n_1 \sin \theta_t} \quad (2.16)$$

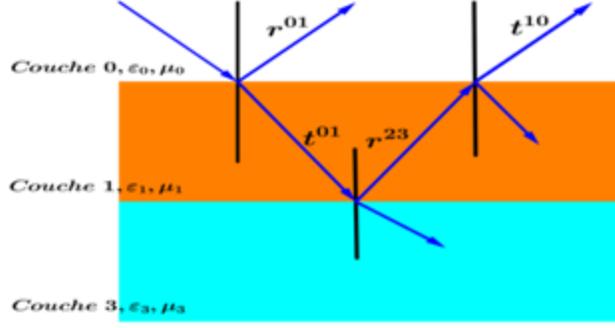


FIGURE 2.3 – Transmission et réflexion à travers trois milieux de propagation.

2.3 Amplitudes des champs électriques au voisinage des interfaces

Comme il est montré dans la figure II.22, on considère une onde de polarisation transverse électrique (TE) ; ($\mathbf{E}_z, \mathbf{H}_x, \mathbf{H}_y = 0$), de fréquence angulaire, ω qui se propage à travers les trois milieux de la structure. Pour une telle géométrie à trois couches (Couche 1 : Prisme, Couche 3 : milieu d'analyse), comme il est illustré sur la figure 3.3, pour récrire l'équation (2.10), on exprime le champ électrique de l'onde dans chacune des régions de la structure selon la forme[55] :

$$\vec{\mathbf{E}}_i = (A_i \exp^{jk_{zi}} + B_i \exp^{-jk_{zi}}) \exp^{j(k_{yi}y - \omega t)} \vec{i} \quad (2.17)$$

Pour déterminer l'expression du champ magnétique $\vec{\mathbf{H}}_i$ associé à \mathbf{E}_i on tient compte de l'équation (2.17) et la solution pour $\vec{\mathbf{H}}_i$ se traduit par :

$$\vec{\mathbf{H}}_i = (\mathbf{H}_{yi} \vec{j} + \mathbf{H}_{zi} \vec{k}) \exp^{j(k_{yi}y - \omega t)} \vec{i} \quad (2.18)$$

$$\mathbf{H}_{yi} = -A_i k_{zi} \exp^{jk_{zi}} + B_i k_{zi} \exp^{-jk_{zi}} \quad (2.19)$$

$$\mathbf{H}_{zi} = A_i k_{yi} \exp^{jk_{zi}} + B_i k_{yi} \exp^{-jk_{zi}} \quad (2.20)$$

A_i et B_i qui expriment les amplitudes de l'onde évanescence et progressive, et

$$k_{1y} = k_{2y} = k_{3y}, k_{zi} = \sqrt{k_i^2 + (k_x \sin \theta_i)^2} \text{ pour } n = 1, 2, 3.$$

Les équations (3.5) et (3.6) définissant les coefficients de Fresnel (la réflexion r et transmission t à l'interface) de l'onde polarisée p ou s sont donnés par :

$$r_s^{ik} = \frac{k_{zi} - k_{zj}}{k_{zi} + k_{zj}}, r_p^{ik} = \frac{\frac{n_j^2}{k_{zj}} - \frac{n_i^2}{k_{zi}}}{\frac{n_j^2}{k_{zj}} + \frac{n_i^2}{k_{zi}}} \quad (2.21)$$

$$t_{s/p}^{ik} = \frac{n_i}{n_k} (1 + r_{s/p}^{ik}) \quad (2.22)$$

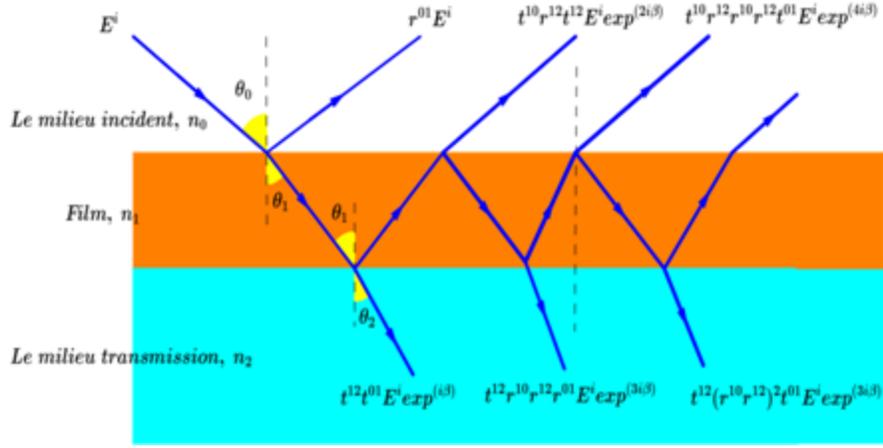


FIGURE 2.4 – Processus continu de la propagation aux interfaces. Termes de réflectivité et de la transmission. Les flèches représentent les vecteurs d'onde des ondes partielles. Les facteurs à proximité des flèches indiquent les valeurs des phases du champ électrique correspondant (pour les polarisations S ou P)

avec $r^{ik} = -r^{ki}$ et $t^{ik}t^{ki} = (1 + r^{ik})(1 + r^{ki})$. Ici, i et k dénotent les couches adjacentes de la structure. Il faut noter que la structure que nous étudions dans cette partie remplit toutes les conditions d'une excitation résonnante des plasmons de surface qui s'expriment par :

$$|real(\varepsilon_2)| \gg \gg imag(\varepsilon_2) \quad (2.23)$$

$$|real(\varepsilon_2)| \gg \gg \varepsilon_3 \quad (2.24)$$

$$\varepsilon_1 > \varepsilon_3 \quad (2.25)$$

Une légère extension consiste à avoir des ondes arrivant des deux côtés de l'interface à la fois. Les champs électriques de l'onde ont des amplitudes (à l'interface) que l'on note par $\mathbf{E}_{s/p}^{(i)}$, $\mathbf{E}_{s/p}^{(r)}$, $\mathbf{E}_{s/p}^{(t)}$, $\mathbf{E}_{s/p}^{(r')}$ (vers l'avant et l'arrière du milieu 0, vers l'avant et l'arrière du milieu 1). Celles-ci sont liées par les relations :

$$\mathbf{E}_{s/p}^r = r_{s/p}^{01} \mathbf{E}_{s/p}^i + t_{s/p}^{01} \mathbf{E}_{s/p}^{r'} \quad (2.26)$$

$$\mathbf{E}_{s/p}^t = t_{s/p}^{10} \mathbf{E}_{s/p}^i + r_{s/p}^{10} \mathbf{E}_{s/p}^{r'} \quad (2.27)$$

Les composantes des champs électriques en réflexion et transmission sont dépendantes du champ électrique incident par les relations suivantes (Cf.fig 3-4) :

$$\mathbf{E}_{s/p}^r = [r_{s/p}^{01} + t_{s/p}^{10} r_{s/p}^{21} \exp^{2i\beta} \sum_{q=0}^{\infty} r_{s/p}^{10} r_{s/p}^{12} \exp^{2i\beta}{}^q] \mathbf{E}_{s/p}^i \quad (2.28)$$

$$\mathbf{E}_{s/p}^t = [t_{s/p}^{01} + t_{s/p}^{12} \exp^{2i\beta} \sum_{q=0}^{\infty} r_{s/p}^{10} r_{s/p}^{12} \exp^{2i\beta}{}^q] \mathbf{E}_{s/p}^i \quad (2.29)$$

Les expressions analytiques des coefficients de réflexion et de transmission s'expriment respectivement comme suite :

$$r_{s/p} = \frac{r_{s/p}^{01} + r_{s/p}^{21} \exp^{2i\beta}}{1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{12} \exp^{2i\beta}} \quad (2.30)$$

$$t_{s/p} = \frac{t_{s/p}^{01} t_{s/p}^{12} \exp^{2i\beta}}{1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{12} \exp^{2i\beta}} \quad (2.31)$$

avec

$$\beta = k_z d_2 = 2_2 \frac{n_0}{\lambda} \cos \theta_i, \lambda = \frac{2}{\omega} \quad (2.32)$$

Et pour $d_2 \rightarrow 0$ les équations (3.30) et (3.32) se réduisent à :

$$r_{s/p} = \frac{r_{s/p}^{01} + r_{s/p}^{12}}{1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{12}} \quad (2.33)$$

$$t_{s/p} = \frac{t_{s/p}^{01} t_{s/p}^{12}}{1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{12}} \quad (2.34)$$

D'où, on peut déduire quantitativement les intensités de réflexion et de transmission de l'onde pour chaque type de polarisation s ou p de la lumière par :

$$R = |r_{012}|^2 \quad (2.35)$$

$$T = |t_{012}|^2 \quad (2.36)$$

2.4 Modélisation d'un système multicouche par la méthode matricielle :

La méthode matricielle de transfère (TMM) [56] adaptable au calcul de la réponse optique de toute structure multicouche donne des résultats plus précis. *TMM* donnerait des résultats rapides et robustes particulièrement pour le théorique modeler de la réflexion totale atténuée de Kretschmann (*ATR*). L'exécution de Le *TMM* pour les films multicouche périodiques peut suivre l'un ou l'autre *EH* la matrice de transfert [57] ou *S*-Matrice [58,59]. En se basant sur cette méthode (*TMM*), il est commode de déduire l'intensité de l'onde réfléchie, et celle de la transmission ou l'absorbance dans une dépendance angulaire. la méthode de *TMM* peut être également appliquée aux guides d'ondes multicouches complexes [60, 61]. Dans notre étude, il est considéré une géométrie générale composée de N -couches, et où chacune d'elle est homogène. La géométrie, de dimension infinie selon x , est orientée dans le plan d'axes x - z . Chaque couche N est caractérisée par ses constantes diélectriques, permittivité ε_N et perméabilité, μ_N . Les notations pour le système à N couches (Couche 1 : Prisme, Couche N : milieu d'analyse), sont spécifiées dans la figure 3.1.

2.4.1 La matrice de transfert dans une forme exponentielle (SM)

Dans la pratique, on ne peut avoir l'accès direct aux composants de la matrice de transfert notée M mais aux paramètres de dispersion dans la matrice de dispersion S : Comme il est illustré sur la figure 3.5.

Comme indiqué dans ces cas de figures, le champ électrique total dans chaque milieu de propagation est en partie composé d'une onde incidente notée, i et une onde due à la réflexion notée r tel que :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^i + \mathbf{E}^r \quad (2.37)$$

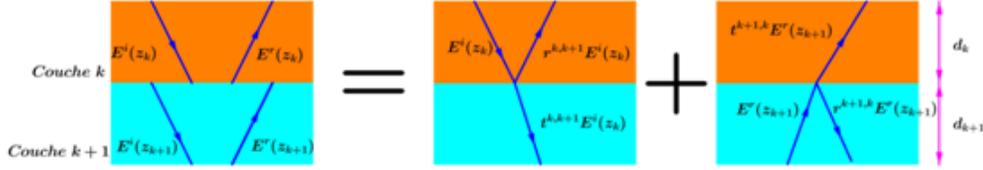


FIGURE 2.5 – Dérivation de la matrice de transfert d'interface ; Les flèches représentent les vecteurs d'onde des ondes. Les étiquettes à proximité des flèches indiquent les valeurs des phases de champ électrique correspondant (pour les polarisations S ou P)

Au niveau de chaque couche, la dépendance du champ dans le plan (x, z) est la même pour les deux types de polarisation de l'onde, de sorte que seule la dépendance selon l'axe z sera considérée. Ainsi, pour chaque polarisation s ou p d'une onde incident le champ électrique s'exprime par la matrice :

$$\hat{\mathbf{E}} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{s/p}^i(z) \\ \mathbf{E}_{s/p}^r(z) \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

Les matrices de transfert entre les interfaces peuvent être exprimées en utilisant le principe de superposition et les équations de Fresnel, comme illustré dans la Figure 3.5. La matrice dépend de la polarisation ainsi que des conditions limites traduites sur la continuité des champs se propageant de part et d'autre d'une interface. Autrement dit, la transformation linéaire reliant les champs juste au-dessus et au dessous d'une interface est nécessaire pour calculer la réflectivité et la transmission du système. Cette matrice est appelée la matrice de transfert du multicouche considéré. La coordonnée z à laquelle se situe l'interface d'ordre $(k)^{th}$ est :

$$z_0 = 0 \text{ et } z_k = \sum_{k=0}^N k \quad (2.39)$$

et une valeur immédiatement au-dessus de l'interface est notée z_k et immédiatement inférieure à l'interface sous la forme z_{k+1} . Avec cette notation, la matrice de transfert pour la polarisation s ou p est définie par :

$$S_{s/p} \mathbf{E}_{s/p}(z_{k+1}) \equiv \mathbf{E}_{s/p}(z_k) \quad (2.40)$$

Il est à noter que la matrice de transfert exprime l'écriture des champs se propageant en bas de la structure en fonction de ceux qui se propagent en haut de la structure. Ainsi, l'écriture explicite des éléments de la matrice de transfert est :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_{i(s/p)}^0 \\ \mathbf{E}_{r(s/p)}^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{t(s/p)}^N \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

D'où on parvient à déduire l'intensité des coefficients de réflexion et de transmission pour toute polarisation s/p par les facteurs :

$$r_{s/p} = \frac{S_{12}}{S_{22}} \quad (2.42)$$

$$t_{s/p} = \frac{1}{S_{22}} \quad (2.43)$$

Il reste maintenant à déterminer la matrice de transfert pour une géométrie donnée. Comme discuté dans la section précédente, et l'amplitude changent lorsque les ondes rencontrent une interface ou se propagent à travers une couche. Par conséquent, une matrice de transfert $H_{(k,k+1)}$ associée à chaque interface est de la forme :

$$\mathbf{H}_{(k,k+1)} \mathbf{E}_{s/p}(z_{k+1}) \equiv \mathbf{E}_{s/p}(z_k) \quad (2.44)$$

et un autre matrice de transfert $L_{(k)}$ peut être associée à chaque couche est de la forme :

$$L_{(k)} \mathbf{E}_{s/p}(z_{k+1}) \equiv \mathbf{E}_{s/p}(z_k) \quad (2.45)$$

de sorte que la matrice de transfert totale peut être exprimée par

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} = S_{s/p} = \prod_{k=0}^N \mathbf{H}_{(k,k+1)} L_{(k)} \quad (2.46)$$

Ici, $H_{(k,k+1)}$ est la matrice de passage du milieu de propagation k au milieu voisin $k + 1$ tel que :

$$\mathbf{H}_{(k,k+1)} = \frac{1}{t_{k,k+1}} \begin{pmatrix} 1 & r_{k,k+1} \\ r_{k,k+1} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

Et la matrice, $L_{(k)}$ décrivant la propagation dans le milieu k s'écrit :

$$L_{(k)} = \begin{pmatrix} \exp^{ik_z k d_k} & 0 \\ 0 & \exp^{-ik_z k d_k} \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

Les facteurs $r_{k,k+1}$ et $t_{k,k+1}$ expriment les coefficients de Fresnel de réflexion et de transmission sur l'interface couche k et couche $k+1$, tels que définis dans les équations (3.21) et (3.22). De plus, $Re(ik_z k d_k)$ et $Im(ik_z k d_k)$ représentent respectivement, la phase de l'onde et l'atténuation par absorption dans le milieu k .

2.4.2 Exemples de structure et la matrice de transfert

Les expressions analytiques pour une structure contient couche simples où doublé sont aisément déduites en utilisant la méthode de matrice de transfert décrite ci-dessus. Pour une structure monocouche composée d'un matériau d'épaisseur, d_1 interfacé par deux milieux diélectriques, la matrice de transfert est de la forme suivante :

$$\begin{aligned} S_{s/p} &= \frac{1}{t_{s/p}^{01} t_{s/p}^{12}} \begin{pmatrix} 1 & r_{s/p}^{01} \\ r_{s/p}^{01} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp^{ik_{z1} d_1} & 0 \\ 0 & \exp^{-ik_{z1} d_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & r_{s/p}^{12} \\ r_{s/p}^{12} & 1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{\exp^{ik_{z1} d_1}}{t_{s/p}^{01} t_{s/p}^{12}} \begin{pmatrix} 1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{12} \exp^{2ik_{z1} d_1} & r_{s/p}^{12} + r_{s/p}^{01} \exp^{2ik_{z1} d_1} \\ r_{s/p}^{01} + r_{s/p}^{12} \exp^{2ik_{z1} d_1} & r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{12} + \exp^{2ik_{z1} d_1} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.49)$$

à partir de laquelle les termes de la réflectivité et de la transmission sont donnés par :

$$r_{s/p} = \frac{r_{s/p}^{01} + r_{s/p}^{12} \exp^{2i\beta}}{1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{12} \exp^{2i\beta}} \quad (2.50)$$

$$t_{s/p} = \frac{t_{s/p}^{01} t_{s/p}^{12} \exp^{2i\beta}}{1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{12} \exp^{2i\beta}} \quad (2.51)$$

Les écritures de ces deux termes sont en bon accord avec ceux exprimés par les Eqs. (3.30) et (3.31). En considérant une structure à double couche, disposée entre deux diélectriques, la matrice de transfert dans ce cas s'écrit :

$$S_{s/p} = \frac{1}{t_{s/p}^{01} t_{s/p}^{12} t_{s/p}^{23}} \begin{pmatrix} 1 & r_{s/p}^{01} \\ r_{s/p}^{01} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp^{ik_{z1}d_1} & 0 \\ 0 & \exp^{-ik_{z1}d_1} \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & r_{s/p}^{12} \\ r_{s/p}^{12} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp^{ik_{z2}d_2} & 0 \\ 0 & \exp^{-ik_{z2}d_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & r_{s/p}^{23} \\ r_{s/p}^{23} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.52)$$

$$= \frac{\exp^{-i(k_{z1}d_1 + k_{z2}d_2)}}{t_{s/p}^{01} t_{s/p}^{12} t_{s/p}^{23}} \times \\ \left(\begin{pmatrix} (1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{12} \exp^{2ik_{z1}d_1}) \\ + (r_{s/p}^{12} + r_{s/p}^{01} \exp^{2ik_{z1}d_1}) r_{s/p}^{23} \exp^{2ik_{z2}d_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{12} \exp^{2ik_{z1}d_1}) r_{s/p}^{23} \\ + (r_{s/p}^{12} + r_{s/p}^{01} \exp^{2ik_{z1}d_1}) r_{s/p}^{23} \exp^{2ik_{z2}d_2} \end{pmatrix} \right) \\ \left(\begin{pmatrix} (r_{s/p}^{01} + r_{s/p}^{12} \exp^{2ik_{z1}d_1}) \\ + (r_{s/p}^{12} + r_{s/p}^{01} \exp^{2ik_{z1}d_1}) r_{s/p}^{23} \exp^{2ik_{z2}d_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (r_{s/p}^{01} + r_{s/p}^{12} \exp^{2ik_{z1}d_1}) r_{s/p}^{23} \\ + (r_{s/p}^{12} + r_{s/p}^{01} \exp^{2ik_{z1}d_1}) r_{s/p}^{23} \exp^{2ik_{z2}d_2} \end{pmatrix} \right) \quad (2.53)$$

D'où, on déduit la réflectivité et la transmission :

$$r_{s/p} = \frac{(r_{s/p}^{01} + r_{s/p}^{12} \exp^{2ik_{z1}d_1}) + (r_{s/p}^{12} + r_{s/p}^{01} \exp^{2ik_{z1}d_1}) r_{s/p}^{23} \exp^{2ik_{z2}d_2}}{(1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{12} \exp^{2ik_{z1}d_1}) + (r_{s/p}^{12} + r_{s/p}^{01} \exp^{2ik_{z1}d_1}) r_{s/p}^{23} \exp^{2ik_{z2}d_2}} \quad (2.54)$$

$$t_{s/p} = \frac{t_{s/p}^{01} t_{s/p}^{12} t_{s/p}^{23} \exp^{i(k_{z1}d_1 + k_{z2}d_2)}}{(1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{12} \exp^{2ik_{z1}d_1}) + (r_{s/p}^{12} + r_{s/p}^{01} \exp^{2ik_{z1}d_1}) r_{s/p}^{23} \exp^{2ik_{z2}d_2}} \quad (2.55)$$

Eqs. (3.54) et (3.55) peuvent être réarrangés [62] :

$$r_{s/p} = \frac{r_{s/p}^{01} + r_{s/p}^{123} \exp^{2ik_{z1}d_1}}{1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{123} \exp^{2ik_{z1}d_1}} \quad (2.56)$$

$$t_{s/p} = \frac{t_{s/p}^{01} t_{s/p}^{123} \exp^{i(k_{z1}d_1 + k_{z2}d_2)}}{1 + r_{s/p}^{01} r_{s/p}^{123} \exp^{2ik_{z1}d_1}} \quad (2.57)$$

Où

$$r_{s/p}^{123} = \frac{r_{s/p}^{12} + r_{s/p}^{12} r_{s/p}^{23} \exp^{2ik_{z2}d_2}}{1 + r_{s/p}^{12} r_{s/p}^{23} \exp^{2ik_{z2}d_2}} \quad (2.58)$$

$$t_{s/p}^{123} = \frac{t_{s/p}^{12} t_{s/p}^{23} \exp^{ik_{z2}d_2}}{1 + r_{s/p}^{12} r_{s/p}^{23} \exp^{2ik_{z2}d_2}} \quad (2.59)$$

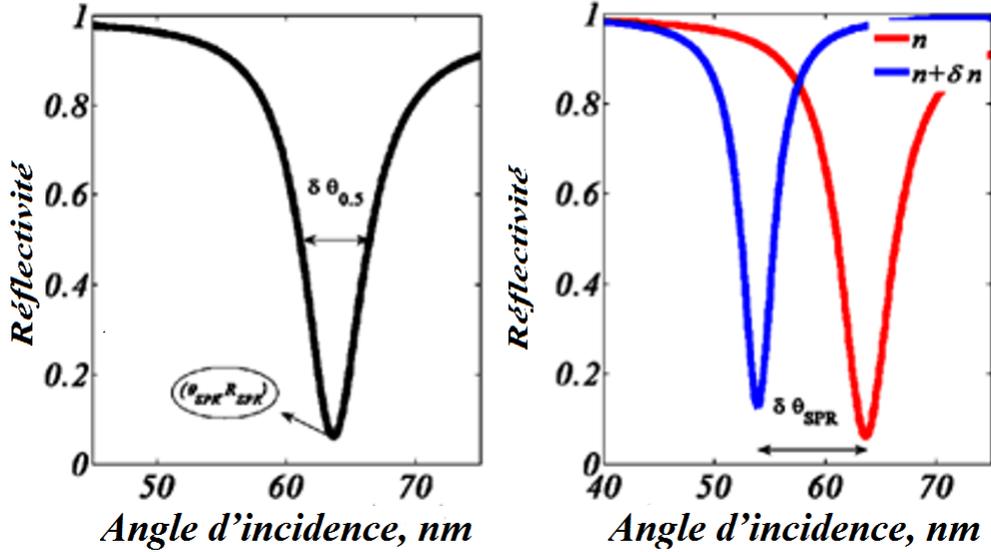


FIGURE 2.6 – a) Coefficients de réflexion sur une interface en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TM (P) b) La sensibilité par l'effet d'indice

2.4.3 La matrice de transfert en notation trigonométrique

En considérant l'onde d'excitation de polarisation p (TM) se propageant à travers la géométrie schématisée par la figure 3.6. Ainsi, les champs électromagnétiques mis en jeu sont :

Les types de configurations modélisées pour décrire analytiquement les comportements de leurs réponses associées à la résonance plasmon de surface (SPR) sont illustrées par dans la fig. 3.1. A partir de ces réponses, les paramètres de performance (sensitivité angulaire, facteur de qualité, la largeur à mi-hauteur et le confinement) sont évalués. De telles caractéristiques sont analysées sous les effets des paramètres géométriques et optiques de la structure simulée. L'intérêt principal d'une telle analyse revient à optimiser la réponse optique d'une configuration donnée et de montrer son potentiel à capter un mode SPR dont la sensibilité est considérée comme une référence pour la détection d'une substance adjacente au matériau actif impliqué.

A titre d'exemple, un type de profil SPR , avec ces caractéristiques, est représenté dans la fig. 3.6. En incluant des fluctuations sur l'indice de réfraction d'un milieu donné, en conséquence, la réponse du capteur est affectée par un décalage angulaire et où des limites en résolution sont manipulées de façon apparente. Cependant, le pic de résonance est principalement dû à l'absorption d'une fraction d'énergie de l'onde incidente externe par le mode plasmon que supporte le capteur. Un tel profil de la réflectivité, exprimée en fonction de l'angle d'incidence (pour une longueur d'onde fixée), démontre une décroissance pointue à un certain angle θ_{SPR} correspondant à l'excitation du plasmon de surface. Pour ce mode de résonance, sa longueur d'onde de propagation, notée λ_{SPR} pour toute longueur d'onde λ_0 d'une onde incidente est évaluée par :

$$\lambda_{SPR} = \frac{\lambda_0/n_1}{\sin\theta_{SPR}} \quad (2.60)$$

La sensibilité angulaire, l'un des paramètres spécifiques à la détermination de la résolution d'un capteur SPR , est exprimée sur le plus décalage angulaire (ou spectral) de résonance de la longueur

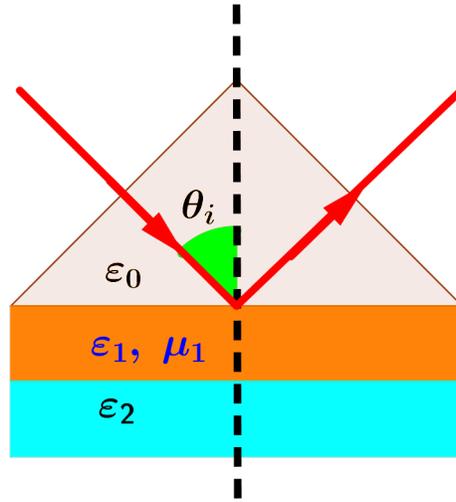


FIGURE 2.7 – Structure du multicouche plasmonique dans la configuration de Kretschmann-Raether

d'onde [66-68] Ce facteur s'exprime selon la forme :

$$S = \frac{\delta\theta_{SPR}}{\delta n} = \frac{\delta\lambda_{SPR}}{\delta n} \quad (2.61)$$

où $\delta\theta_{SPR}$, $\delta\lambda_{SPR}$ et δn sont des variations de la résonance angulaire, spectrale et indice réfractif respectivement. Un second terme estimable sur le profil de la réflectivité est le facteur de qualité, Q . Sachant que le creux à l'angle de résonance est une référence quantifiant la précision sur la lecture de SPR , le facteur de qualité est recommandé d'être plus faible que possible [67]. Il est défini par :

$$Q = \frac{\delta\theta_{0.5}}{\tan\theta_{SPR}} = \frac{\delta\lambda_{0.5}}{\lambda_{SPR}} \quad (2.62)$$

Ici $\delta\theta_{0.5}$ (ou $\delta\lambda_{0.5}$) est la largeur à mi-hauteur mesurée à 50 de l'intensité du pic SPR . Sa valeur réciproque définit la précision limite de détection de la résonance ; c'est à dire $\delta\theta_{0.5}^{-1}$ (ou $\delta\lambda_{0.5}^{-1}$). Le plasmon de surface n'est excité que pour une onde électromagnétique externe de polarisation TM , i.e., le champ électrique \mathbf{E}_i , se propageant dans un milieu i , est perpendiculaire au plan d'incidence. Ainsi, en considérant le champ électrique, se propageant dans milieu noté p adjacent à un métal d'épaisseur d (Cf. Fig.3.8), on écrit :

$$\mathbf{E}_0 = \left\{ E_{px} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{k_x}{k_{z0}} \end{pmatrix} \exp(k_x x + k_{z1} d_1) \right\} \exp^{-i\omega t} \quad (2.63)$$

De façon analogue, pour le champ électrique dans le milieu 3, on écrit :

$$\mathbf{E}_2 = m \left\{ E_{0x} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{k_x}{k_{z2}} \end{pmatrix} \exp^{(k_x x + k_{z1} d_1)} \right\} \exp^{-i\omega t} \quad (2.64)$$

avec

$$m = \frac{(1 - r_{01})(1 - r_{12})}{\exp^{-ik_{z1}d_1} - r_{12}\exp^{ik_{z1}d_1}} \quad (2.65)$$

A base du rapport de ces deux expressions de champs électriques, on peut définir les facteurs de confinement parallèle (f_{\parallel}) et perpendiculaire (f_{\perp}) des modes plasmons que supporte la configuration prisme-métal-diélectrique. Soit :

$$f_{\parallel}(\theta) = \frac{|\mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{u}_x|_{z=0}}{|\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{u}_x|_{z=d_1}} = m \quad (2.66)$$

$$f_{\perp}(\theta) = \frac{|\mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{u}_z|_{z=0}}{|\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{u}_z|_{z=d_1}} = \frac{k_{z0}}{k_{z2}} m \quad (2.67)$$

Ces facteurs feront l'objet d'une étude analytique en fonction de l'angle d'incidence qui sera discutée dans la partie des résultats.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit le formalisme théorique de la matrice de transfert fiable à la prédiction de la réponse optique de configuration conceptualisée. Il est défini en particulier les paramètres caractéristiques spécifiques à la performance d'un capteur *SPR*. Dans l'intérêt de dégager les limites consignées par les paramètres de structure, le formalisme sera étendu pour différents arrangements considérés entre un métamatériau et un métal alcalin (*Au*) pour mettre en évidence d'autres effets d'interface associés à la résonance plasmon de surface.

Chapitre 3

Résultats et discussion

Chapitre 4

Résultats et discussion

Conception d'un capteur *SPR* contrôlé à travers le *GaAs*

4.1 Conception d'un capteur *SPR* contrôlé à travers le *GaAs*

4.1.1 Problématique du sujet

Les performances d'un capteur de la résonance plasmonique de surface (*SPR*), à travers l'arsenic du gallium (*GaAs*), sont analysées théoriquement. En utilisant le formalisme de la matrice de transfert étendu au cas d'une approche à quatre couches, la réflectance du capteur *SPR* a été calculée en mode d'interrogation angulaire sous l'influence des épaisseurs et indices de réfraction des milieux impliqués dans le dispositif considéré. Le nombre de paramètres évoqués, une fois ajustés pour des performances optimales, rend cette structure composée de deux couches de métamatériaux : *GaAs-MM-Gap-MM* comme une plateforme exploitable en haute performance de détection de la *SPR* (précision de détection plus réduite). En particulier, les effets des épaisseurs critiques de la couche isolante interne, et l'indice de réfraction du prisme sont discutés en termes d'évaluation des caractéristiques principales de la réponse *SPR* (possibilité de fonctionnement multimode).

4.1.2 Introduction

Au cours de ces dernières années, les phénomènes optiques résonants générés dans des conditions appropriées le long d'une interface conducteur-diélectrique ont suscité un intérêt significatif pour le développement de capteurs [69-70] et la caractérisation de leurs performances. L'excitation de phénomènes optiques par la lumière cohérente dans des couches minces métalliques fonctionnalisées a souvent été explorée par la méthode de la réflexion totale atténuée (*ATR*) au moyen d'un coupleur optique (prisme) ou des réseaux métalliques [71-73]. Les conducteurs standard couramment utilisés pour analyser les caractéristiques de détection de ces phénomènes résonnants, appelés ici résonance plasmonique de surface (*SPR*), sont l'argent, l'or, le cuivre et l'aluminium [74-78]. Les effets optiques exprimés en termes de permittivité diélectrique (ou indice de réfraction) d'une couche active plasmonique avec l'épaisseur de la couche ont une forte influence sur le profil de la courbe *SPR* [67,79]. Depuis la découverte de capteurs conventionnels utilisés pour la détection de gaz [80-82], et d'autres types de capteurs *SPR* avec différents matériaux plasmoniques ont été conçus et simulés pour développer de nombreuses applications optiques [71, 83-67]. Il y a quelques années, M. Bera et al [88] ont proposé un schéma de détection en insérant le matériau diélectrique entre le coupleur (prisme) et un film de métal. Récemment, M. Shahzad et al [89] ont rapporté une étude expérimentale pour mettre en évidence l'avantage de fonctionner avec le silicium fortement dopé dans le spectre infrarouge, mais leur résolution de détection obtenue nécessite une amélioration davantage.

En se référant au grand nombre de travaux publiés explorant la performance des capteurs électromagnétiques résonnants, peu d'attention a été donnée dans la littérature pour coupler les modes plasmon dans un espace diélectrique enfermé entre deux couches de matériau à main gauche (*LHM*). La nouvelle stratégie évoquée ici concerne l'excitation des polaritons plasmons de surface (*SPP* : Surface Plasmons Polaritons) dans un guide d'ondes du type *LHM(left handed material)/gap diélectrique/LHM* dont les indices de réfraction de ses constituants dépendent de la longueur d'onde de fonctionnement de la lumière incidente. Il est important de rappeler que les métamatériaux(*LHM*), de propriétés électromagnétiques spécifiques, sont souvent considérés comme des matériaux efficaces [90]. Afin d'étudier l'effet de ces matériaux efficaces sur le profil

SPR calculé, nous adoptons le prisme (2S2G : chalcogénure) et un cristal de *GaAs* dont les indices de réfraction, n_p et n_{GaAs} sont disposés respectivement au sommet de la structure (Cf. Fig. 4.1). Le capteur *SPR* proposé est souvent désigné sous le nom de cavité métal/diélectrique gap/metal (*MIM*) [91-93]. La motivation dans ce travail est d'atteindre une sensibilité élevée (par l'emploi des couches bimétamatériaux) du capteur *SPR*. Sur les tracés de la réflectance pour une longueur d'onde fixée, on étudie l'influence des paramètres de la structure (*MIM*) sur la sensibilité angulaire et la mise en évidence des fonctionnalités optiques (cavité Fabry-Pérot monomode et multimode). L'article est organisé comme suit : La section 2 présente l'approche théorique et les étapes de la procédure pour optimiser la réponse optique du capteur plasmonique. Dans la section 3, nous présentons les résultats avec leur discussion. Le document se termine par quelques remarques finales à la section 4.

4.1.3 Approche théorique

La structure étudiée est représentée schématiquement sur la figure 4.1 Le capteur plasmonique est composé de cinq couches. La première couche est un prisme d'indice de réfraction, n_p . Ce coupleur assure la condition d'accord entre le vecteur d'onde de l'onde incidente et celui décrivant la constante de propagation du plasmon (ajustement de l'angle d'incidence) (Cf. Fig 4.1 pour les notations). Autrement dit, lorsqu'une lumière polarisée p est incidente sur le coupleur au-delà de l'angle critique ($\theta_c < \theta_{SPR}$), une onde évanescente apparaît à l'interface *prisme/GaAs*, pénétrant dans le milieu *GaAs* pour atteindre la couche active (métamatériau : *LHM*). Ainsi, il induit des excitations (*SPs*) à l'interface matériau-*GaAs* qui dépendent à la fois des épaisseurs de *GaAs* et des épaisseurs du métamatériau. Dans la présente analyse, les indices de réfraction du *GaAs* et du *LHM* sont considérés variables avec la longueur d'onde et la réponse *SPR* est obtenue à partir de la réflectivité à l'interface *LHM/GaAs*. Les résultats dépendent fortement de l'épaisseur du *LHM*, d_{MM1} et de l'indice du prisme, n_p . Afin de réaliser des systèmes de capteurs compacts, différentes conditions et techniques ont été adoptées par G. Zheng et al [94] et C. Yanxia et al [95] pour corréler efficacement la lumière aux plasmons de surface sélectionnés (*SPs*).

4.1.4 Résonance plasmonique de surface

Pour prédire la réponse *SPR*, considérons d'abord la géométrie représentée sur la fig. 4.1 en tant que multicouche où les couches N sont empilées le long de la direction z . Pour cette structure appelée type de structure *MIM*, chaque matériau gaucher est caractérisé par une épaisseur d_{MM1} , permittivité ϵ_{MM} , et perméabilité magnétique, μ_{MM} alors que d'autres milieux indicés par i , ont un indice de réfraction, pour $i = 1, 2$ et 3 . Quand le structure *Prisme/GaAs/MM/Analyte/MM*, constitué de cinq couches, est exposé à un faisceau incident de polarisation transverse magnétique (*TM* ou p).

D'après section 3.4.3 du chapitre précédent, en analysant le dispositif multicouche dans le cas considéré, le formalisme ainsi décrit conduit à exprimer le coefficient de réflexion comme suite :

$$R_p = \left| \frac{(M_{11} + M_{12}q_5)q_1 - (M_{21} + M_{22}q_5)}{(M_{11} + M_{12}q_5)q_1 + (M_{21} + M_{22}q_5)} \right|^2 \quad (4.1)$$

Ce qui donne la dépendance angulaire de la réflectivité *TM* pour les cinq couches comme. La réponse ultérieure de la structure sera étudiée à une longueur d'onde fixée, et les autres paramètres

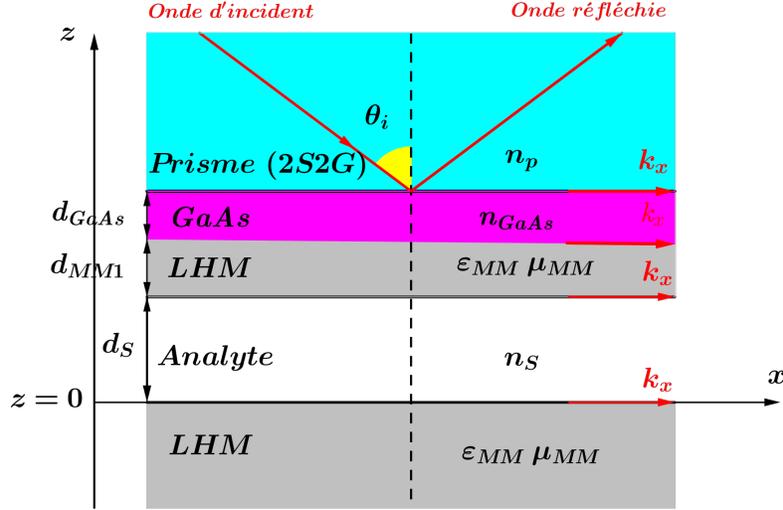


FIGURE 4.1 – Illustration schématique du capteur multicouche considérée pour simuler les courbes de la SPR: le milieu incident est un prisme, suivi du cristal *GaAs* (indice de réfraction n_{GaAs} , épaisseur, d_{GaAs}) et un espace interne (indice de réfraction n_s , épaisseur d_s) empilé entre deux métamatériaux *LHM* (épaisseur, d_{MM1}) caractérisés par une permittivité négative, $\epsilon_{MM} = -33.5$ et une perméabilité magnétique, $\mu_{MM} = -11$.

seront ajustés de façon appropriée pour souligner leurs effets sur le spectre. Rappelons que notre étude précédente était limitée à une longueur d'onde fixe de $\lambda = 740nm$ avec l'hypothèse que tous les milieux empilés représentés sur la Fig 4.1 sont optiquement décrits par leur distribution spatiale des constantes diélectriques, n_k , ϵ_k et μ_k . Dans la plage de longueurs d'onde de $0,43 - 2,5\mu m$ [96], les indices de réfraction du prisme de chalcogénure (2S2G), du cristal [20,97-99] et de *GaAs* [100] sont calculés selon les formules suivantes :

$$n_{GaAs}^2 = \epsilon_{GaAs}(\lambda) = 3.5 + \frac{7.4969\lambda^2}{\lambda^2 - 0.4082} + \frac{1.9347\lambda^2}{\lambda^2 - (37.17)^2} \quad (4.2)$$

$$\epsilon_{prism}(\lambda) = \left(2.24047 + \frac{0.02693}{\lambda^2} + \frac{0.00808}{\lambda^4}\right)^{1/2} \quad (4.3)$$

Où, λ désigne la longueur d'onde (en micromètre). La figure 4.2 illustre comment l'équation (4.2) prédit le comportement dispersif de *GaAs* en tant que couche individuelle par rapport à la longueur d'onde dans la plage visible. Ici, l'espace interne est conceptualisé comme un milieu de détection dont l'indice de réfraction varie avec la concentration, C dans la plage $0,005\% - 1\%$ est calculé selon la relation suivante [101] :

$$n_s = 0.1463 \times C + 1.33 \quad (4.4)$$

La permittivité et la perméabilité magnétique du métamatériau ont été tirées de la réf[32]. Une étude numérique de l'équation 8 donne les caractéristiques SPR, c'est-à-dire que la réflectance angulaire et la performance du capteur seront analysées en termes de tous les paramètres du multicouche proposé.

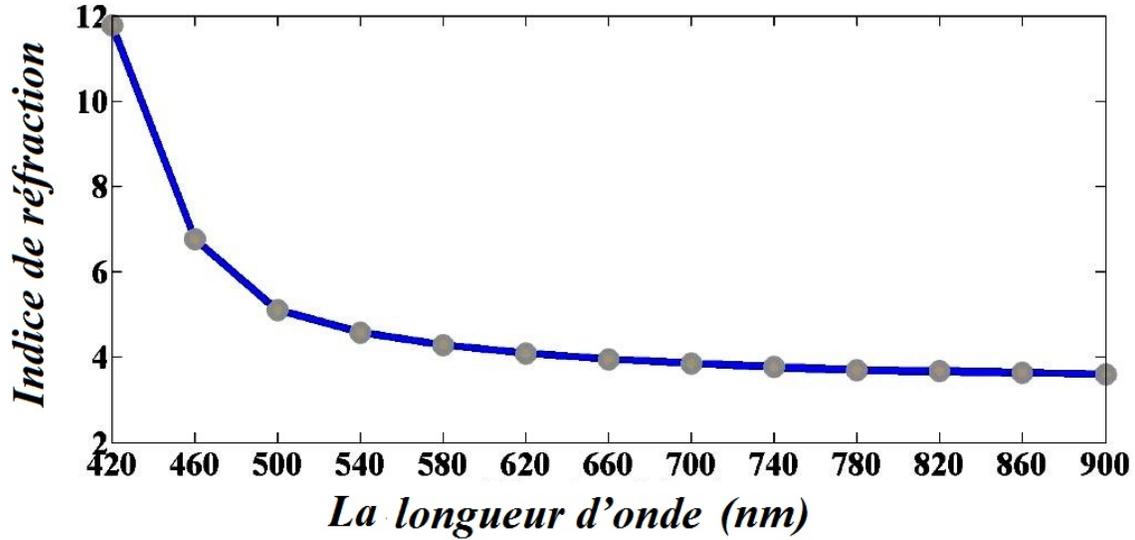


FIGURE 4.2 – Dépendance en longueur d’onde de l’indice de réfraction du cristal *GaAs*.

4.1.5 Résultats et discussions

Dans cette section, nous examinons d’abord l’influence de l’indice du prisme (de différentes natures), des épaisseurs des milieux empilés et de leurs indices de réfraction sur le décalage de la résonance angulaire, la largeur maximale à mi-hauteur et l’intensité de la réflectance (spectres *SPR*). Pour atteindre les performances acceptables, nous essayons d’identifier les conditions appropriées sur les paramètres des milieux du dispositif de détection.

Sensibilité du matériau du prisme et caractéristiques du *SPR*

Comme mentionné ci-dessus, la relation de dispersion, k_x du *SPR* se propageant dans la direction x (voir figure 4.1) est liée à l’indice de réfraction n_p du prisme. Nous avons d’abord considéré différents prisme dont les indices de réfraction sont listés dans le tableau 4.1, pour trouver les meilleures conditions d’excitation des modes *SPs*, (c’est-à-dire largeur à mi-hauteur étroite et réflectivité minimale) et déterminer l’effet de la réfraction par le prisme de couplage. Dans tous les capteurs à base des configurations plasmoniques, les modes *SPs* sont généralement mesurés à partir du profil de réflectivité sous différents modes d’interrogation [102, 94]. En utilisant le formalisme

<i>Le Prisme</i>	<i>2S2G</i>	<i>TaFD5</i>	<i>BaF10</i>	<i>TIK1</i>
<i>Indice de Réfraction</i>	2.31	1.83	1.67	1.47

TABLE 4.1 – Indice de réfraction de différents matériaux constituant le prisme correspondant à la longueur d’onde de $738nm$ [97-99].

matriciel qui est particulièrement pratique pour décrire les *SPs* de structures multicouches, la réflectivité *TM* est calculée en fonction de l’angle d’incidence. La figure 4.3 montre que pour les épaisseurs de $30nm$, $200nm$ et $300nm$ de *GaAs*, l’épaisseur de *LHM* supérieure et le milieu de

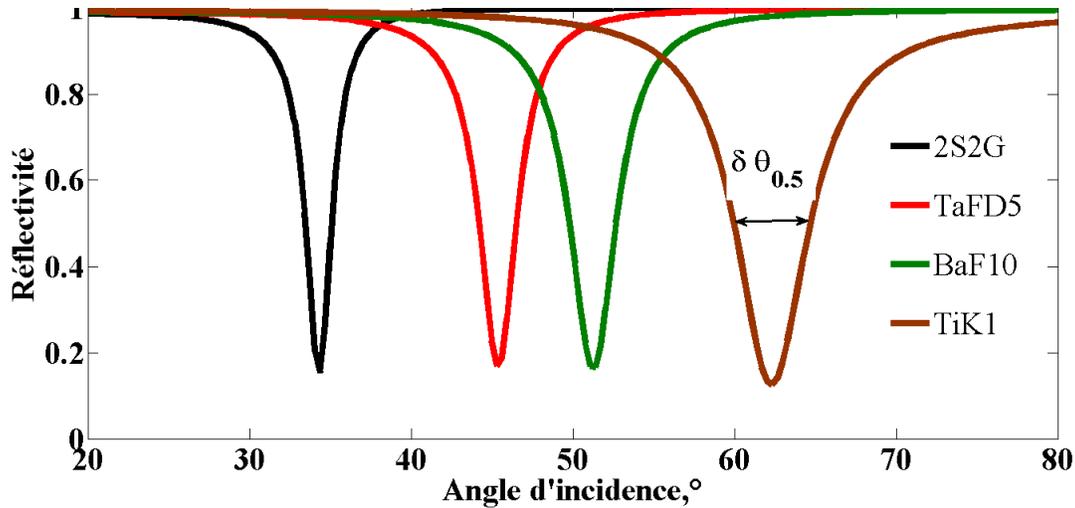


FIGURE 4.3 – Spectres de la réflectance du capteur multicouche avec différents prismes dans les conditions : épaisseur de $GaAs$ ($30nm$), l'épaisseur du métamatériau LHM ($300nm$), l'indice et l'épaisseur de l'espace interne sont de 1.33 et $200nm$ respectivement.

détection ($n_s = 1, 33$) respectivement, une augmentation de l'indice de réfraction n_p abaisse la position angulaire SPR . Un couplage efficace a été réalisé dans une plage angulaire large bande ($33, 38^\circ - 62, 33^\circ$). Cela signifie qu'avec le prisme de verre $2S2G$ d'indice de réfraction, 2.31, les conditions appropriées sont à 50% de la réflectivité : $FWHM(Q = 24, 39)$ du mode SP supporté à l'interface $GaAs/LHM$, $\theta_{SPR} = 34, 38^\circ$ où le pic de réflectance chute à 20%. Par conséquent, le prisme de couplage en verre ($2S2G$) d'indice de réfraction supérieur par rapport aux autres types de prismes donne lieu à de meilleure performance du biocapteur dans le visible puisque l'inverse de $FWHM$ prend sa plus petite valeur, $\theta_{0.5} = 1.63^\circ$. Afin d'étudier expérimentalement la sensibilité et la stabilité de Ag et Au , S. sabine et al [103] ont adopté une stratégie similaire en choisissant un prisme à indice élevé comme le $BK7$, $n_p = 1.52$ qui a offert l'avantage d'atteindre des minima de la largeur à mi-hauteur ($FWHM$) et de l'intensité du profil SPR .

Effet de l'épaisseur du cristal $GaAs$

Un substrat $GaAs$ d'indice de réfraction, $n_{GaAs} = 3.32$ a été incorporé dans le capteur SPR $2S2G$ -prisme afin d'améliorer sa sensibilité. Il est à noter que pour les applications SPR , l'épaisseur d_{MM1} de la couche LHM active présente une influence significative sur le creux de la SPR [67].

La réflectivité angulaire, $R(\theta_i)$ est représentée sur la figure 4.4 montrant l'effet de l'épaisseur du $GaAs$, d_{GaAs} une fois ajustée de $10nm$ à $110nm$. En utilisant un analyte d'indice de réfraction $n_s = 1.33$ et une épaisseur de $200nm$ pour la couche LHM , on constate que le capteur SPR présente une réflectance minimale de 4%, soit un transfert d'énergie maximum proche de l'angle de résonance ($\theta_{SPR} = 34.25^\circ$ avec $d_{GaAs} = 70nm$). Comme on peut le voir à partir de l'inset de la fig. 4.3, sans le $GaAs$, l'excitation de la SPR se produit à l'angle $\theta_{SPR} = 34.21^\circ$ où l'intensité de la réflectance chute à 17.7%. Finalement, l'incorporation du $GaAs$ (entre prisme ($2S2G$) et LHM) avec l'épaisseur optimisée, $d_{GaAs} = 70nm$, conduit à la possibilité d'améliorer la performance du capteur conçu. La légère diminution du facteur de qualité, $Q = 18$ par rapport au cas où la couche

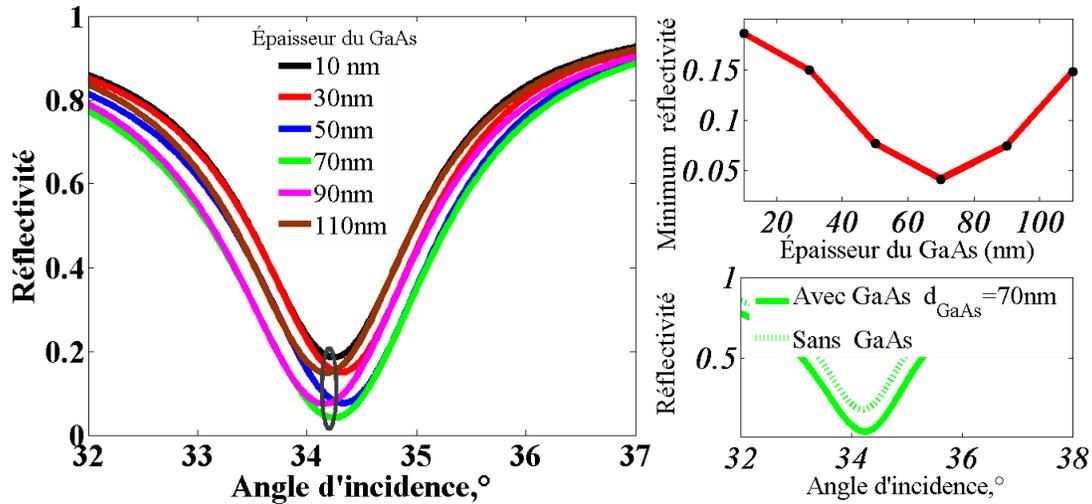


FIGURE 4.4 – Courbes de la SPR en fonction de l’angle d’incidence calculées pour six épaisseurs de GaAs différentes spécifiées dans l’inset, avec un prisme de chalcogénure (2S2G) ($n_p = 2.31$), les autres paramètres de la structure sont les mêmes que ceux de la figure 4.3. L’avantage de l’incorporation du GaAs est montrée dans l’inset car elle conduit à générer une forte excitation de modes SPs.

de GaAs est absente ($Q = 25.3$) est certainement due à des pertes dans la couche de LHM.

Influence de l’épaisseur de la couche LHM

L’importance de l’épaisseur de couche de LHM, d_{MM1} (voir Fig. 4.1 pour les notations) sur les caractéristiques SPR, est illustrée sur la Fig. 4.5, en termes d’angle d’incidence, θ_i . On peut voir que pour des épaisseurs différentes, d_{MM1} ajustées entre $60nm$ et $400nm$, les pics de la réflectance sont décalés à des angles plus restreints : $\theta_{SPR} = 33.73^\circ - 34.51^\circ$. Par conséquent, pour produire un couplage efficace élevé de la lumière incidente vers les modes SP avec, $\lambda = 738nm$, $n_s = 1.33$ et $d_s = 70nm$, la couche LHM ($\epsilon_{MM} = -33.5$, $\mu_{MM} = -11$) doit être dimensionnée à $240nm$.

Dans ces conditions, l’intensité minimale du pic SPR chute à 0.67% ($\theta_{SPR} = 33.25^\circ$), ce qui conduit à une amélioration de la sensibilité angulaire. Sous l’influence de la couche de LHM, il est important de noter que la largeur du profil (courbes de réflectance) a tendance à être affinée et que le creux atteint le minimum. A partir de la comparaison systématique des Figs. 4.4 et 4.5, on conclut que le matériau (LHM) actif contribue à diminuer le facteur de qualité avec un transfert d’énergie supérieur à celui provoqué par l’épaisseur de GaAs. Ce comportement a été montré par Shalabney et al [68] obtenu avec des couches anisotropiques où la largeur de raie de la réponse SPR est améliorée sur l’indice de réfraction d’un analyte. En particulier, la forme et le minimum du creux de la SPR dépendent largement de la couche de LHM aussi bien que de son environnement comme il a été décrit avec d’autres conducteurs plasmoniques actifs par les réfs[50,101, 104-105]. Considérant les résultats des Figs. 4.4 et 4.5, il ressort de la réflectance la plus profonde que l’épaisseur de GaAs et l’épaisseur de LHM affectent de manière similaire les performances du capteur SPR. Il reste donc à montrer que la localisation angulaire de SPR est légèrement différente en considérant séparément l’effet de l’épaisseur du GaAs : $\theta_{SPR} = 34.25^\circ - 34.17^\circ$, et l’effet de l’épaisseur de LHM : $\theta_{SPR} = 33.73^\circ - 34.5^\circ$.

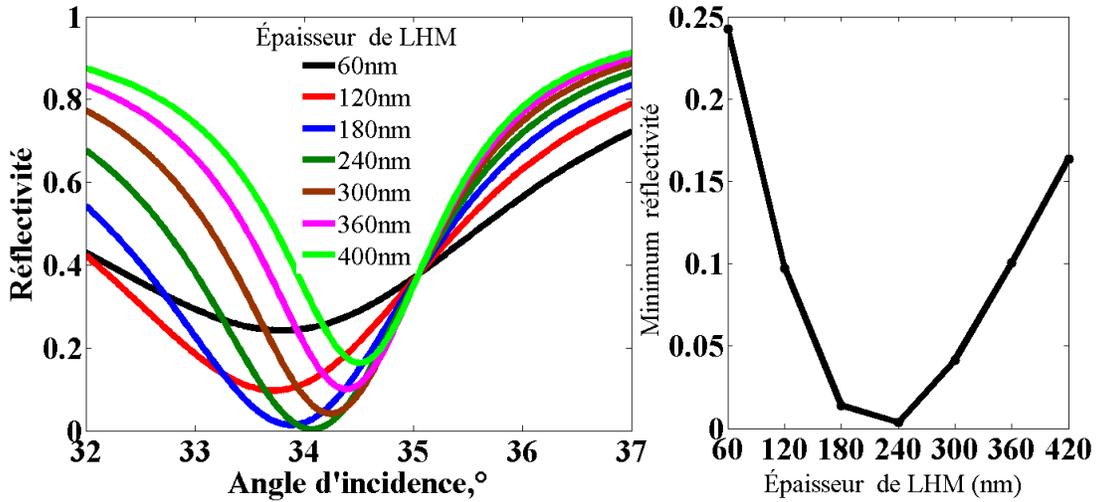


FIGURE 4.5 – Comportement en fonction de l’angle d’incidence des spectres de réflectance *SPR* par l’augmentation de l’épaisseur du métamatériau *LHM* ajustée dans intervalle $60nm - 400nm$, avec une épaisseur de *GaAs* ($70nm$); les autres paramètres sont les mêmes que ceux de la figure 4.3.

Effets de l’épaisseur et de l’indice de réfraction de l’analyte

Lorsque le cristal *GaAs* est inséré entre le prisme (*2S2G*) et la couche *LHM*, le couplage efficace attendu est nettement amélioré comme le montre la Fig.4. Par conséquent, afin d’étudier l’effet de l’épaisseur de l’analyte (indice de réfraction, $n_s = 1.33$), les courbes de la *SPR* sont représentées sur la figure 4.6(a). Ces spectres angulaires montrent un comportement remarquable dans le biocapteur qui n’est pas observé sur un capteur multicouche avec graphène comme rapporté par Maharana et al [106] et sur le guide d’onde optique symétrique *MgF₂/Au* rapporté par Heng Shi et al [107].

Le capteur suggéré a le potentiel de piéger plus d’un mode *SPR* lorsque l’épaisseur de l’analyte est ajustée au-delà de $185nm$. En revanche, plusieurs modes résonnants sont résolus lorsque l’épaisseur de l’analyte, d_s est réglée entre $370nm$ et $550nm$, deux *SPR* à longue portée [104] apparaissent simultanément sur la courbe de *p*-réflectance pour $d_{MM1} = 370nm$. Dans cette dernière fonctionnalité, sous l’effet de l’épaisseur de l’analyte, le capteur agit comme une cavité d’interféromètre de Fabry-Perot qui conduit à manipuler l’intervalle spectral libre (*FSR* : free spectral range), évaluée entre deux *SPR* successifs. Lorsque l’épaisseur de l’analyte augmente au-delà de $740nm$, une série d’excitations *SPR* apparaissent (Cf. figure 4.6(b)) à l’intérieur de la nanocavité avec des périodicités distinctes des oscillations de modes, à savoir que le facteur *FSR* diminue lorsque l’épaisseur de l’analyte augmente. Des caractéristiques telles que la position angulaire, l’intensité minimale et le facteur de qualité des pics *SPR* pour chaque mode plasmonique de surface (*SPM*) sont récapitulées dans la table 4.2. En comparant ces résultats avec ceux rapportés sur la figure 4.2, on constate que la dimension z de l’empilement, c’est-à-dire $z = d_{MM1} + d_s$, les modes *SPR* sont excités dans une bande angulaire inférieure à celle impliquée par le prisme. Pour un indice de réfraction d’analyte fixé à 1.33, en augmentant la largeur, d_s tel que le rapport $d_s / (d_D + d_{LHM}) \gg 1$, le capteur supporte de multiples oscillations de modes *SPR* où les positions angulaires entre deux pics successifs diminuent. Par conséquent, à partir d’une valeur seuil de $d_s = 578.1nm$ (voir figure 4.6(c)), plusieurs pics apparaissent en raison de modulations de la *SPR* et d’interférences provenant de réflexions multiples du champ électrique se propageant aux

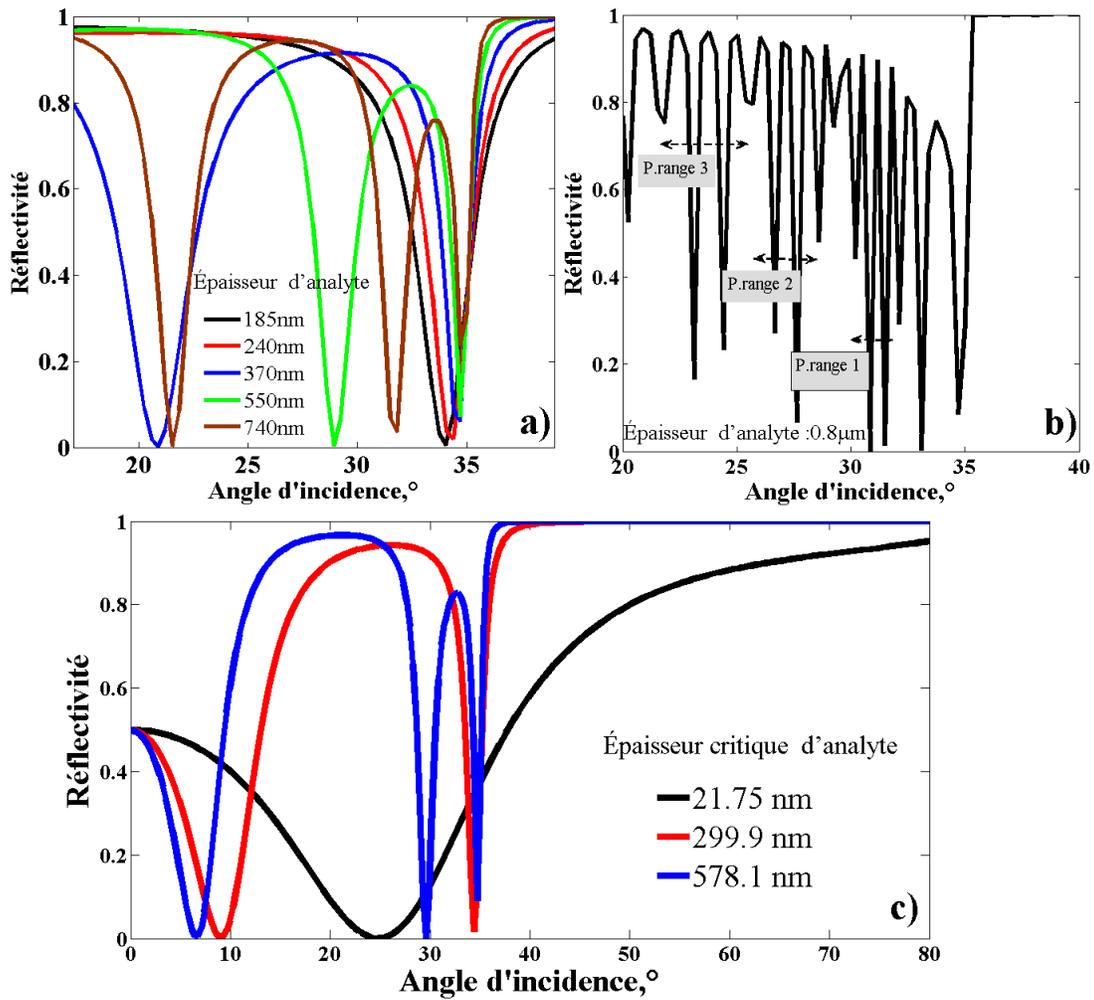


FIGURE 4.6 – Courbes de la *SPR* angulaires du capteur proposé avec augmentation de l'épaisseur de l'espace interne (a) Dans le régime sub-longueur d'onde et (b) Au-delà du régime sub-longueur d'onde et (c) L'épaisseur critique de diélectrique pour apparait *SPR*. Les autres paramètres sont les mêmes que ceux de la figure 4.4.

interfaces de part et d'autre du gap de la cavité. Récemment, Heng Shi et al [107] et les auteurs de la réf [108] ont suggéré que les dispositifs empilés du type : métal-isolant-métal (*MIM*) supportent des champs de distribution résonants à l'intérieur du gap (isolant) en raison de la profondeur de pénétration des *SP*. Comme le montre la figure 4.6 (c), le nombre d'oscillations *SP* présentées par le capteur *GaAs/LHM/Analyte/LHM* proposé avec un couplage efficace sont contrôlés à partir des valeurs critiques de l'épaisseur de l'analyte, $d_s = 21.75nm$ (un *SP* avec un grand *FWHM*), $d_s = 299.9nm$ (coexistence de deux modes *SPs*) et $d_s = 578.1nm$ (coexistence de trois modes *SPs*). On peut voir que l'épaisseur de couche d'analyte à côté de l'épaisseur *LHM* a une influence substantielle sur (i) la largeur à mi-hauteur (*FWHM*) de la courbe *SPR*, (ii) le facteur (*FSR*) entre deux *SPR* successifs, et (iii) la génération de plusieurs modes de *SPR* lorsque l'épaisseur d_s dépasse l'ordre de $299.9nm$. Ainsi, l'épaisseur de la couche d'analyte ajustée au-delà de $21.75nm$ joue un rôle important pour générer à la fois des modes *SP* (à des angles plus petits) et ceux excités à courte distance (à des angles supérieurs) avec *GaAs* comme couche tampon de $70nm$ d'épaisseur. Ce comportement a été souligné par R. Slavik et al. [109] pour améliorer encore les performances de détection d'une structure stratifiée asymétrique (*prisme/Téflon/Au/Eau*) étudiée aussi bien dans des configurations angulaires que spectrales par L. Brigo et al. [110] sur un réseau métallique plasmonique de surface sinusoïdale. Les deux types de modes *SPR* observés sur notre structure basée sur la haute détection de modes *SPR*, sont résolus sur la réflectivité *TM*-angulaire dans un ordre inverse par rapport à ceux obtenus par les références [109, 110]. Selon les données représentées sur les Figs. 4.4-4.6, le mode unique ne présente pas de coupure, mais les modes d'oscillation périodiques peuvent être maintenus par le dispositif tout en augmentant la largeur, d_s de l'écart (analyte). Par conséquent, nous pensons que l'ajustement de l'épaisseur de cet écart autour des valeurs critiques précédentes améliore remarquablement les caractéristiques de mode *SPR*, y compris le décalage de l'angle de résonance, *FWHM* et les pics plasmoniques les plus profonds, ainsi que la sensibilité du capteur. Ainsi, pour obtenir un couplage simultané optimal dans la configuration angulaire, il faut optimiser la couche tampon (*GaAs*) d'épaisseur $70nm$ et considérer l'épaisseur critique de l'ordre de $578.1nm$ d'analyte (comme couche de couplage interne, $n_s = 1.33$). Les paramètres de performance correspondants à courte portée (*SR*)- *SPR* ($\theta_{SPR} = 34, 7^\circ$) requis pour la détection sont : largeur du spectre, et $Q = 44, 6$ (Cf. figure 4.6 (c)). Enfin, pour souligner le potentiel de

<i>Nombre de range</i>	<i>P.range1</i>	<i>P.range2</i>	<i>P.range3</i>
<i>Ordre de mode résonance</i>	3 4 5 6	8 9 10 11	11 12 13 14
$\Delta\theta = \theta_{m+1} - \theta_m$	0.643 ± 0.016	0.963 ± 0.013	1.283 ± 0.016

TABLE 4.2 – Caractéristiques extraites de la figure 4.6 (b) des courbes *SPR* angulaires du capteur multicouche sur l'influence de l'épaisseur de l'espace interne, $d_s > 10\lambda$, c'est-à-dire, dans le régime sub-longueur d'onde. Les autres paramètres de structures sont les mêmes que ceux indiqués à la figure 4.3.

notre capteur conçu en ce qui concerne l'ajustement de l'épaisseur de l'analyte au-delà de l'échelle de sous-longueur d'onde ; c'est-à-dire $d_s = 8mm > 10\lambda$, nous montrons les résultats : Fig. 6 (b) dans la plage angulaire de $20^\circ - 35^\circ$. Dans ce cas, tous les modes *SPR* excités (numéro de mode) se traduisent par un pic de résonance net avec des plages périodiques distinguées comme résumé dans le tableau 4.2.

Épaisseurs d'analyte	185	240	370	550	740
<i>SP</i>			<i>SP2 SP1</i>	<i>SP2 SP1</i>	<i>SP3 SP2 SP1</i>
$\theta_{SPR}, ^\circ$	34.06	34.84	20.88 34.77	28.92 34.7	21.53 31.81 34.70
Intensité <i>SPR</i>	4.8	2	0.12 6.1	0.36 7.22	0.19 3.59 23.61
Facteur de qualité	13.59	18	5.71 28.55	15.6 42.22	12.85 24.35 57.52

TABLE 4.3 – Caractéristiques de la *SPR* spécifiques calculées sur les spectres de réflectivité du capteur multicouche proposé pour une longueur d'onde de 738nm.

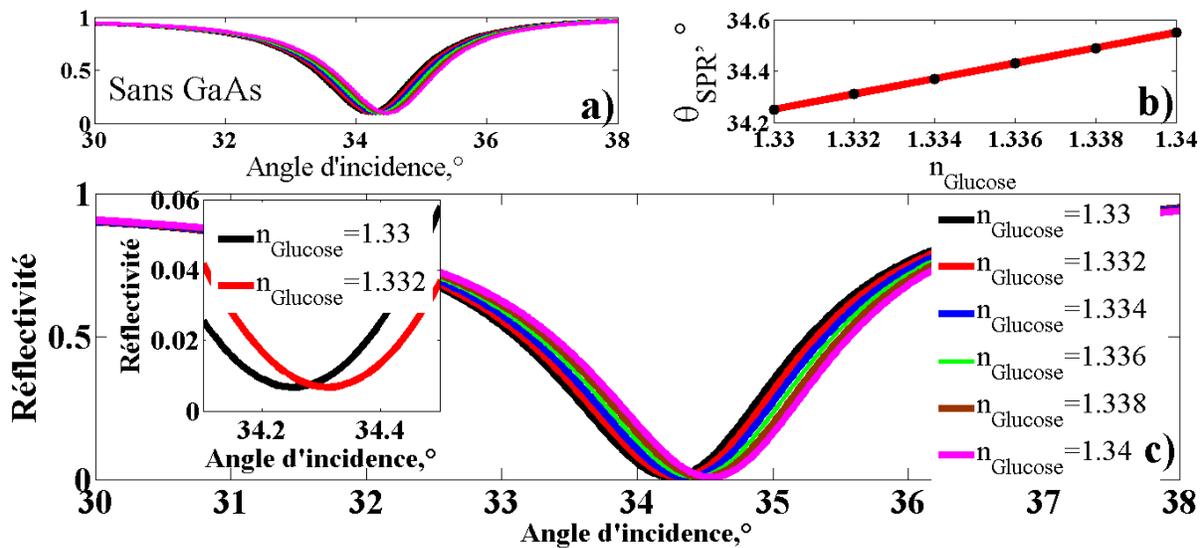


FIGURE 4.7 – (a) Comportements des spectres de réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour la structure multicouche *GaAs* (70nm) / *LHM* (240nm) / *Glucose* (240nm) / *LHM* sous l'influence de l'indice de réfraction de l'espace interne; n_s ajustée entre 1.330 et 1.340, (b) Les spectres de réflectance sans le *GaAs*, c'est-à-dire la structure *LHM*(240nm) / *Gap* (240nm) / *LHM* (infini). (c) Le déplacement de la *SPR* par rapport à l'indice de réfraction (ou de la concentration) de l'espace interne.

Comme il existe une forte sensibilité de l'indice de réfraction du matériau du prisme aux caractéristiques de résonance, c.-à-d. Angle de décalage et *FWHM* (figure 4.3), l'effet de changement de l'analyte de 1.330 à 1.340 est montré sur la figure 4.6. Cependant, pour justifier la détection potentielle de notre schéma de détection, la courbe de *p*-réflectance est représentée sur la figure 4.6 (b) pour une comparaison en l'absence de *GaAs*. Ainsi, l'évolution de la sensibilité par rapport au (*RI*) pour l'analyte montre une dépendance linéaire dans les spectres *SPR* avec une pente de 3. En augmentant le (*RI*), n_s *FWHM*, $Q = 18$ et l'énergie de transfert complète, 0.6% de la lumière incidente dans la *SP* ne sont pas affectés de manière significative. Lorsque l'indice n_s augmente, un *SPR* se produit et se déplace vers des angles plus élevés dans une plage plus étroite, soit 34,25° – 34,55° de l'angle d'incidence de la lumière sur le capteur. En outre, l'énergie de transfert totale atteint, 0.6% de la lumière entrante à *SP*, ce qui est meilleur que le cas sans *GaAs*, 9.4% .

Dans les conditions des paramètres spécifiés sur la figure 4.7 (a), on peut voir sur la figure 4.7 (c)

un ajustement linéaire pour *SPR*, c'est-à-dire, *SPR* par rapport à l'indice du glucose (analyte). Cette analyse permet de déterminer la sensibilité résultante, qui est de l'ordre de $30^\circ / RIU$ (refractive index unit). Une estimation explicite du capteur de conception est montrée dans l'encart de la figure 4.6 (a). De plus, la précision de détection (*D.A.*) s'évalue à une valeur de $0.4566/^\circ$ qui à son tour conduit à prédire l'angle de résonance en optimisant à la fois les épaisseurs de *GaAs* et de *LHM*, de l'ordre de $70nm$ et $240nm$, respectivement.

Lors de la conception d'un capteur *SPR* couplé à réseau métallique sub-longueur d'onde avec couche d'or poreux (*Au*), G. Zheng et al [94] prédisent une régression linéaire avec une pente positive entre *SPR* et l'indice de réfraction de l'analyte. Par conséquent, l'écart avec notre résultat montré sur la figure 4.7 (b) provient de l'ordre de diffraction négatif utilisé pour exciter *SPR*.

4.1.6 Conclusion

En résumé, les performances d'un dispositif multicouches (composé de métamatériaux) opérant comme capteur *SPR*, ont été théoriquement étudiées dans le mode d'interrogation angulaire. Dans une plage angulaire de l'angle d'incidente plus étroite, $\Delta\theta = 1 \text{ deg}$ du faisceau incident, par rapport à la variation de l'indice de réfraction d'un milieu de détection, le capteur supporte des modes *SPs* dont le nombre d'oscillations est contrôlable à partir des valeurs seuils du milieu de détection. De tel effet est la condition généralement recherchée dans les applications de détection (finesse des pics *SPR*). Le *GaAs*; une couche de cristal additionnelle disposée sur la base du prisme (*2S2G*) présente l'avantage d'améliorer davantage la sensibilité angulaire et la largeur à mi-hauteur du profil *SPR*. Mis à part la sensibilité améliorée par rapport à la variation de l'indice de réfraction du milieu de détection (angle de décalage), la performance du capteur *SPR*, ainsi proposé, dépend de la largeur du pic de résonance, et les longues et courtes plages de types *SPR* sont résolues en changeant épaisseurs dans la direction z d'empilage. Sur la base de ce principe, il devient notamment l'épaisseur interne de l'entrefer au-delà de la limite de diffraction pour faire évidemment des modes Fabry-Perot, soit des oscillations *SPR* apparaissant dans les spectres de p-reflectance non observables dans les capteurs *SPR* classiques ou autres structures *MIM* typiques. Cette fonctionnalité significative conduit à estimer la gamme spectrale libre accordable (*FSR*) entre les pics successifs pour définir une figure de mérite (*FoM*) dans la détection *SPR*.

Étude des facteurs de confinement associé aux modes résonnants

4.2 Étude des facteurs de confinement associé aux modes résonnants

4.2.1 Résumé de la problématique en question

La présente section est une partie complémentaire à celle reportée précédemment. Elle décrit l'étude théorique des caractéristiques des modes électromagnétiques confinés se propageant sur les interfaces d'un dispositif multicouche adopté. Ce capteur unidimensionnel (1D) est formé de l'empilement d'une couche de matériau (*LHM*) avec un prisme en verre (*SiO₂*) et une couche d'un diélectrique en contact avec l'or (*Au*) comme milieu externe infini. En s'appuyant sur les résultats, il est prédit que l'épaisseur totale de la couche de *LHM* et le diélectrique, donne la capacité d'accorder de manière significative les caractéristiques des modes de résonance corrélés aux plasmons de surface (*SP*) que supporte le dispositif proposé. En considérant deux arrangements entre le matériau *LHM* et *Au*, deux comportements de résonance opposés observés dans les spectres de la réflectance-P angulaire sont discutés en détail.

4.2.2 Introduction

Récemment, des nanostructures multicouches métal-diélectrique [6, 111] supportant des plasmons de surface (*SP*) dans des conditions appropriées, sont actuellement étudiées dans l'intérêt d'évaluer en particulier la limite de leur sensibilité spécifique. Ce paramètre de performance, généralement demandé pour être le plus élevé possible, est évalué sur le déplacement de la condition de résonance par rapport à toute fluctuation introduite sur l'indice de réfraction du milieu de détection considéré [112]. Toute interface délimitée par une couche métallique active tels que l'argent (*Ag*), l'or (*Au*), l'aluminium (*Al*) et les diélectriques, lorsqu'elle est analysée avec un faisceau lumineux polarisé P (transverse magnétique) par réflexion totale atténuée (*ATR*), présente une propagation *SP* dont la condition de résonance dépend essentiellement des indices de réfraction et des épaisseurs de milieux associés [71, 82]. En outre, le déplacement du pic de résonance et de la largeur de trait lié à un profil *SP* d'interface a été retenu comme un moyen de référence pour mettre en évidence l'effet de température [113], concentration des porteurs de Si [108], le suivi des pourcentages dans les matériaux nanocomposites [114,79] et autres. Sur la base de cette dernière propriété de détection, de nombreux types de géométries et des choix appropriés de matériaux actifs ont été considérés [108-109,115-116] et validés pour développer diverses applications telles que la détection de gaz [117,118], le diagnostic médical [84] et photonique dispositifs [119]. Par l'utilisation de graphène multicouche / *Ag*, Verma et al [6] et Szunerits sabine et al [79] qui ont également employé d'autres stratégies, ont réussi à concevoir des capteurs *SPR* très sensibles. Généralement, dans la conception des capteurs *SPR*, les propriétés de détection peuvent être réglées dans différentes limites qui dépendent principalement de l'ensemble des paramètres des matériaux actifs impliqués et des diélectriques environnants [6,120-123] . Afin d'améliorer encore la sensibilité relative de dispositif *SPR*, O. Qingling et al [124] utilisent l'avantage d'empiler *Si/MoS₂* sous une couche d'*Au* présentant un seul mode *SPR* dont la largeur de ligne à 50% de la réflectivité est significativement plus large en augmentant le nombre de couches de *MoS₂*. Il convient de noter qu'un élargissement (à mi-hauteur) plus grand constitue un inconvénient pour l'utilisation de l'angle de résonance comme paramètre clé dans la caractérisation des indices

de réfraction des solutions aqueuses sur la surface des capteurs SPR [125, 126]. Pour manipuler la sensibilité dans des limites acceptables, des recherches récentes [8] ont adopté la stratégie consistant à inclure l'effet de porosité de la silice poreuse dans un capteur SPR pour estimer sur la courbe angulaire une précision de détection de l'ordre de $1,098/^\circ$. Ici, dans le but d'améliorer la sensibilité différemment, nous évoquons l'étude de la réponse de détection d'une structure multicouche planaire disposée sur un coupleur optique (prisme). Nous discutons de l'influence sur l'indice de réfraction et l'épaisseur d'un noyau interne inclus entre le matériau gaucher et Au. Des preuves claires de sensibilité ultra-élevée et des comportements spécifiques sont montrés sur les profils de modes électromagnétiques confinés, en fonction de l'angle d'incidence de la lumière, qui n'ont pas encore été observés dans le cas des structures métal-isolant-métal. Cette partie des résultats sur la caractérisation du confinement est organisée de la façon suivante : d'abord, nous décrivons les champs électromagnétiques qui se propagent dans la configuration étudiée et les facteurs d'amélioration. Deuxièmement, nous présentons les résultats obtenus avec des interprétations significatives. Enfin, le document se termine par une conclusion.

4.2.3 Equations des champs électriques à proximité des interfaces planes d'un capteur SPR

La structure multicouche étudiée est schématiquement illustrée sur la figure 4.8. La nanocavité planaire unidimensionnelle (1D), déposée sur un prisme de verre SiO_2 , est constituée d'une couche diélectrique délimitée par deux matériaux (LHM et Au). Dans le présent travail, la réponse optique a été calculée pour l'Au (et LHM) comme couche externe. Tous les paramètres de la structure multicouche sont spécifiés sur la figure 4.8. Pour créer un mode SP, un faisceau lumineux polarisé TM de longueur d'onde λ et de fréquence angulaire ω illumine la structure multicouche à travers le prisme de verre SiO_2 .

En supposant que la structure représentée en figure 4.8 est orientée dans le système de coordonnées (x, z) , le faisceau incident (arrivant sur le prisme) sous l'angle $\theta_i < \theta_{cr}$ (angle critique) est partiellement réfléchi et transmis au voisinage des interfaces. Ainsi, dans l'hypothèse d'un faisceau polarisé P, les champs électriques qui se propagent notamment vers la base du prisme et de la couche d'Au sont décrits respectivement par les formes suivantes :

$$\mathbf{E}_P = \left\{ \mathbf{E}_{px} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{k_x}{k_{z1}} \end{pmatrix} \exp^{i(k_x x + k_z 1 [z - (d_{LHM} + d_D)])} \right\} \exp^{-i\omega t} \quad (4.5)$$

De façon analogue, pour le champ électrique dans le milieu 3, on écrit :

$$\mathbf{E}_{Au} = m \left\{ \mathbf{E}_{0x} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{k_x}{k_{z4}} \end{pmatrix} \exp^{i(k_x x + k_z 4 z)} \right\} \exp^{-i\omega t} \quad (4.6)$$

avec

$$m = \frac{(1 - r_{12})(1 - r_{23})(1 - r_{34})}{[\exp^{-ik_{z2}d_{LHM}} - r_{23} \exp^{ik_{z2}d_{LHM}}] [\exp^{-ik_{z3}d_D} - r_{34} \exp^{ik_{z3}d_D}]} \quad (4.7)$$

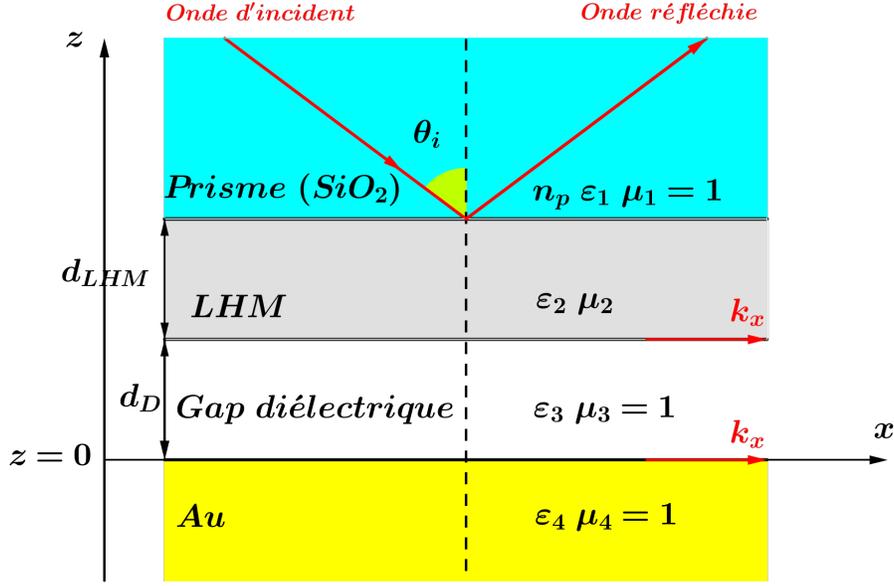


FIGURE 4.8 – Configuration multicouche à l'étude : une couche de *LHM* (ϵ_2, μ_2), d_{LHM}), une couche diélectrique (ϵ_3, d_D) et *Au* (d'épaisseur infini, ϵ_4) qui sont empilées sur un prisme de verre en dioxyde de silicium *SiO₂* (n_1).

où E_{1x} désigne la composante selon x de l'amplitude du champ électrique. Ici, k_x et k_{zj} représentent les composantes du vecteur d'onde suivant les axes x et z dans chaque milieu de la structure indexé par j et les coefficients de réflexion correspondant aux interfaces de structure prisme / *LHM*, couche *LHM* / diélectrique, et couche diélectrique / *Au* sont donnés dans chapitre précédent.

L'ensemble de ces équations ci-dessus constitue le point de départ de l'analyse générale des modes résonants guidés sélectionnés dans les deux directions, u_x et u_z , lorsqu'une onde monochromatique irradie la structure sous une incidence, θ_i au delà de θ_{cr} . Dans cette condition, et pour une épaisseur ajustée, d_{LHM} de *LHM*, la plus grande partie de l'énergie incidente est absorbée par les matériaux en couches et génère des modes (*SP*) à l'interface de couche diélectrique-*LHM*. Comme indiqué dans l'exemple de géométrie de la Fig 4.8, les modes (*SP*) supportés seront étudiés pour les deux arrangements possibles entre *LHM* et l'*Au* séparés par une couche diélectrique. Ainsi, les paramètres choisis des couches des matériaux actifs, dans notre simulation, sont décrits par la permittivité complexe, $\epsilon_4(\lambda) = -21.3 - i1.35$ pour l'or qui est pris de la réf [17], et $\epsilon_2(\lambda) = -33.5, \mu_2(\lambda) = -11$ pour *LHM* [32] à la longueur d'onde de fonctionnement, $\lambda = 738nm$. Les indices de réfraction pour le prisme de verre *SiO₂* et le milieu de détection sont, $n_1 = 1.46$ et $n_3 = 1.57$ respectivement. Selon la direction x et d'après les équations (3.74-3.75), les modes d'interface résultants sélectionnés le long des deux directions, u_x et u_z respectivement, se décrivent par les facteurs suivants :

$$f_{\parallel}(\theta) = \frac{|\mathbf{E}_A u_x|_{z=0}}{|\mathbf{E}_p u_x|_{z=d_1}} = m \quad (4.8)$$

$$f_{\perp}(\theta) = \frac{|\mathbf{E}_A u_z|_{z=0}}{|\mathbf{E}_p u_z|_{z=d_1}} = \frac{k_{z1}}{k_{z4}} m \quad (4.9)$$

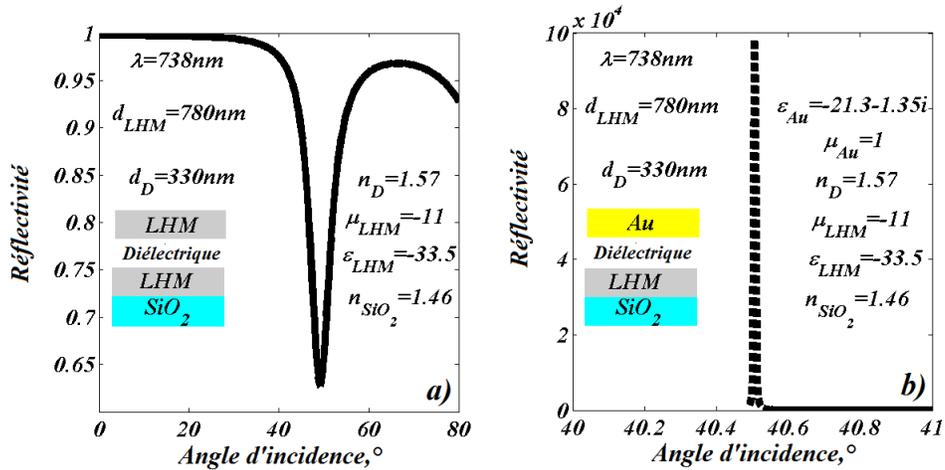


FIGURE 4.9 – Spectres de réflectance - P angulaire calculés sur les configurations : (a) Prisme-couche de LHM - couche diélectrique – couche de LHM infini, et (b) Prisme-LHM-couche diélectrique-Au infini. Les conditions des paramètres sont spécifiées dans l’encadré des figures.

et dont les caractéristiques sont donc prises en compte pour l’analyse de la résolution du capteur SPR considéré.

4.2.4 Résultats et interprétations

Tout d’abord, pour montrer le potentiel de la nanocavité SPR proposée formée avec un espace diélectrique, ($n_3 = \sqrt{\epsilon_3}$ qui est entourée d’une couche de LHM (ϵ_2, μ_2) et un LHM infini, nous traçons la courbe de réflectance- P en fonction de l’angle d’incidence (Fig.4. 9). Cette réponse à l’interface est calculée à partir de la méthode de matrice de transfert (TMM) qui a déjà été décrite de chapitre précédent. Pour l’empilement montré dans l’inset de la figure 4.9 (a), avec les épaisseurs optimisées, 780 nm et 330 nm de la couche LHM et du gap diélectrique, respectivement, la nanocavité (1D) s’expose au piègeage d’un seul mode SPR à la position angulaire de 49.23° avec un minimum de la réflectance de 62° . Pour ce mode SPR résolu sur la courbe de réflectivité angulaire, l’estimation du facteur de qualité, Q atteint la valeur de $12(\Delta\theta_{0.5} = 5, 58^\circ)$.

Dans le cas où, l’Au est pris comme une couche externe, (Cf. figure 4.9 (b)), la courbe de réflectivité montre l’existence d’un mode SPR à l’angle, $\theta_{SPR} = 40, 51^\circ$ dont l’intensité atteint une valeur maximale de $\sim 9.85 \times 10^4$. A partir d’une comparaison systématique entre les résultats des Fig. 4.9 (a) et 4.9 (b) en termes d’intensité de la réflectivité, cela signifie que l’Au, d’angle de perte $\sim 0, 063$, en tant que couche externe lorsqu’elle est combinée avec la couche LHM, provoque une amplification optique substantielle d’une largeur extrêmement étroite mesurée à la moitié du pic minimum (FWHM). Les modes de résonance soutenus par les interfaces avec le gap peuvent être couplés l’un à l’autre induisant la présence d’une forte énergie stockée et par la suite perdue à l’intérieure de du milieu infini (Au). Cet effet résultant du processus de couplage généré entre les modes électromagnétiques à l’intérieure de la (1D) -nanocavité étudiée a été récemment observé expérimentalement par S. Hayashi et al. [127] et N. Goswami et al. [128] dans d’autres systèmes SPR similaires au notre.

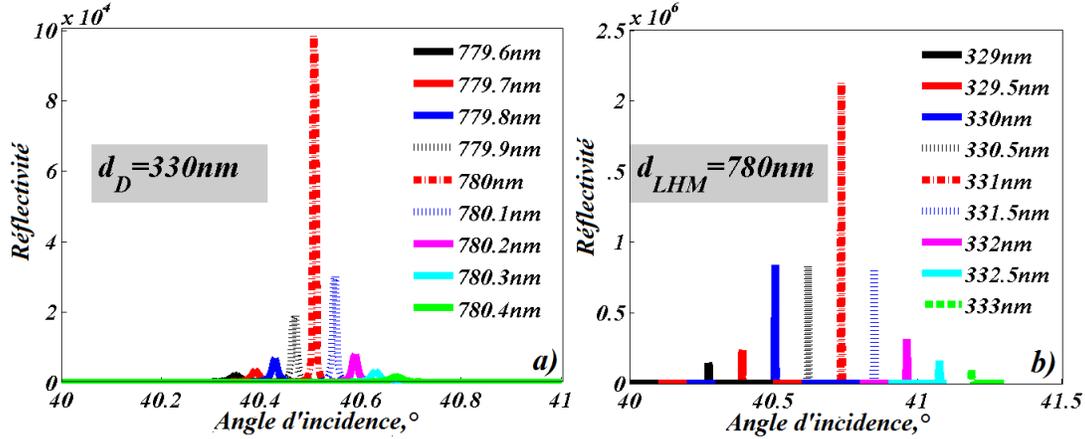


FIGURE 4.10 – Profils de réflectance- P angulaire pour la configuration prisme- LHM -couche diélectrique – Au infini, en changeant : (a) L'épaisseur de couche de LHM , d_{LHM} avec une couche diélectrique fixée à $330nm$, et (b) L'épaisseur de couche diélectrique, d_D avec une épaisseur de couche LHM fixée à $780nm$.

Ceci étant, nous arrivons à discuter l'effet de l'intensité de la résonance (ATR) sur les deux épaisseurs de LHM , d_{LHM} et du gap diélectrique, d_D . La structure considérée ici concerne la disposition : prisme $SiO_2/LHM(d_{LHM}) / \text{gap diélectrique } (d_D) / Au\text{-infini}$. En conséquence, avec une épaisseur fixe, $d_D = 330nm$ (voir Fig. 4.10 (a)), en accordant l'épaisseur, d_{LHM} de $779.6nm$ à $780.4nm$, une amplification dominante de $\sim 9.85 \times 10^4$ se produit à 40.51° pour $d_{LHM} = 780nm$. En prenant cette condition, cette valeur d'amplification peut être encore optimisée, (Cf. figure 4.10 (b)) en ajustant l'épaisseur, d_D autour de la plage de $329nm$ à $333nm$. Le pic de réflectivité du mode SPR atteint une valeur maximale de l'ordre de 2.13×10^6 estimée à l'angle de résonance de 40.74° .

Une telle optimisation satisfaisant à la condition, $d_D/(d_D + d_{LHM}) \sim 0.3$, conduit à mettre en évidence que l'épaisseur de couche LHM , et l'épaisseur du gap diélectrique d'un indice de réfraction fixé, jouent un rôle essentiel pour obtenir une amplification optique plus nette, exploitable à l'exploration des effets d'interfaces (système de détection SPR de haute performance). Il convient de noter que l'effet sur l'indice de réfraction du gap diélectrique a été discuté dans la partie précédente [121].

Dans cette section, nous mettons l'accent sur les caractéristiques évaluées sur les courbes des facteurs de confinement (EFs), f_{\parallel} et f_{\perp} précédemment définis par les équations. 4.7. Par conséquent, dans l'état optimisé de la Fig. 4.10 (a), c'est-à-dire avec $d_D = 330nm$, et $d_{LHM} = 780nm$, les dépendances, de f_{\perp} et f_{\parallel} dans une grande plage angulaire de $33^\circ - 73^\circ$, sont représentés respectivement sur les Fig. 4.11 (a) et 4.11 (b), respectivement. Sur le profil angulaire de chacun, l'épaisseur totale, $d = d_D + d_{LHM} = 1110nm$, permet de générer simultanément deux modes confinés plus nettes (associés aux SP supportés) localisés aux angles de résonance 33.83° (premier mode) et à 72.22° (deuxième mode). De plus, il convient de noter que les deux profils EFs à travers la structure présentent la même bande angulaire de piégeage définie entre les modes successivement confinés.

Les intensités de pics les plus étroites de ces modes confinés pour, sont légèrement différentes, c'est-à-dire $0,8 \times 10^6$ et $1,35 \times 10^6$, à l'exception de celles de f_{\perp} ; il y a une différence notable : $3,09 \times 10^6$ et $0,15 \times 10^6$ entre les intensités. Ainsi, le capteur multicouche : prisme $SiO_2 / LHM(780nm) / \text{gap diélectrique } (330nm) / Au\text{-infini}$ soutenant une amplification géante (voir figure 4.9 (b)) et par conséquent caractérisé par les EFs les plus élevés, est prometteur pour déve-

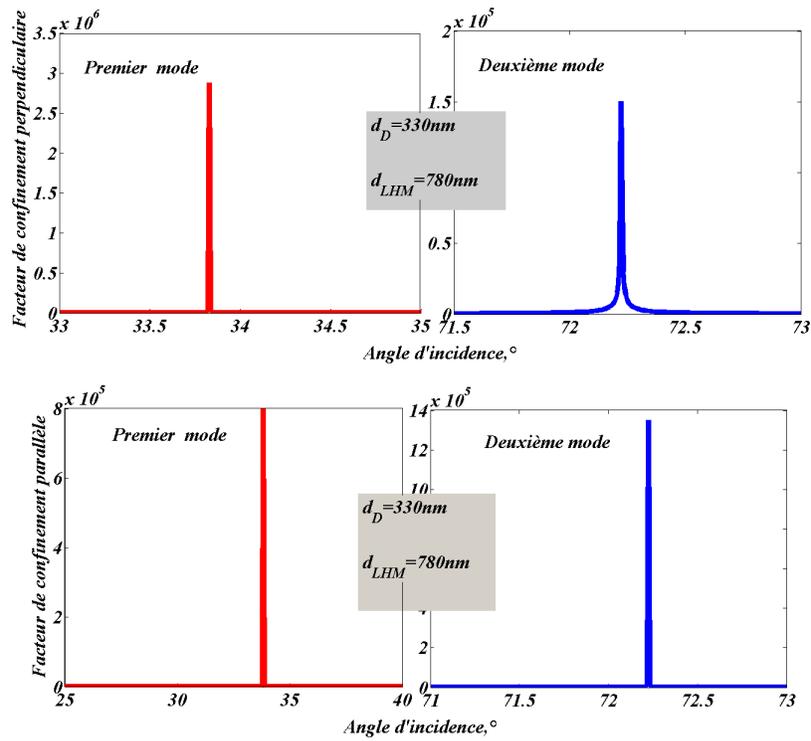


FIGURE 4.11 – Dépendance angulaire des facteurs d’amélioration : (a) f_{\perp} , et (b) f_{\parallel} , correspondant aux épaisseurs optimisées, $d_D = 330\text{nm}$ et $d_{LHM} = 780\text{nm}$. La configuration et les autres paramètres des milieux sont les mêmes que ceux indiqués dans l’encadré de la figure 4.9 (b).

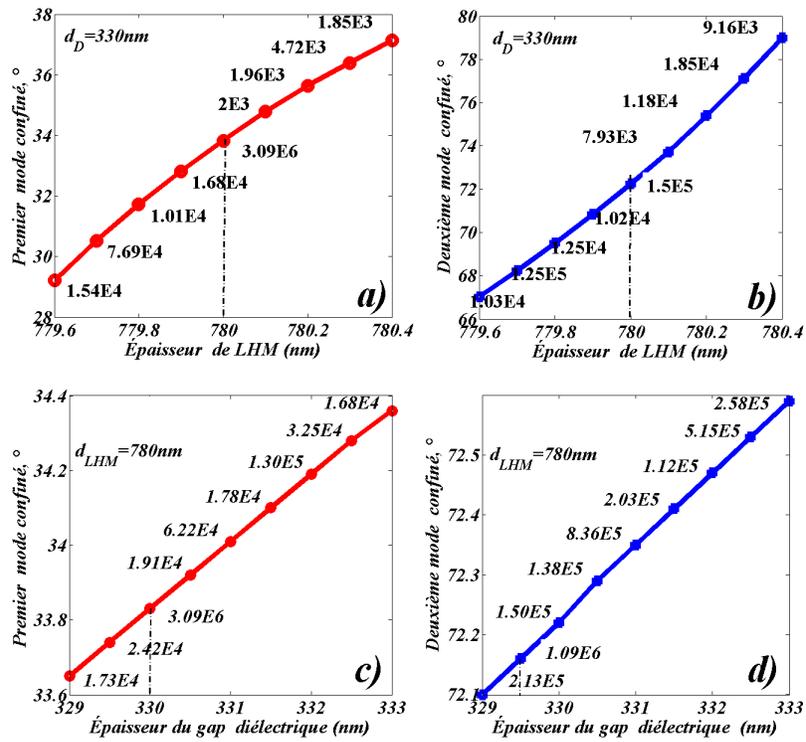


FIGURE 4.12 – Evolution de l'angle SPR : (a) Premier mode confiné, et (b) Deuxième mode confiné enregistrés sur le facteur de confinement perpendiculaire, f_{\perp} sous le changement d'épaisseur LHM avec une épaisseur d_D fixée à 330nm , (c) Le premier mode confiné, et (d) Le deuxième mode confiné enregistré sur le facteur de confinement perpendiculaire, f_{\perp} sous le changement de l'épaisseur du gap diélectrique avec une épaisseur fixée $d_{LHM} = 780\text{nm}$.

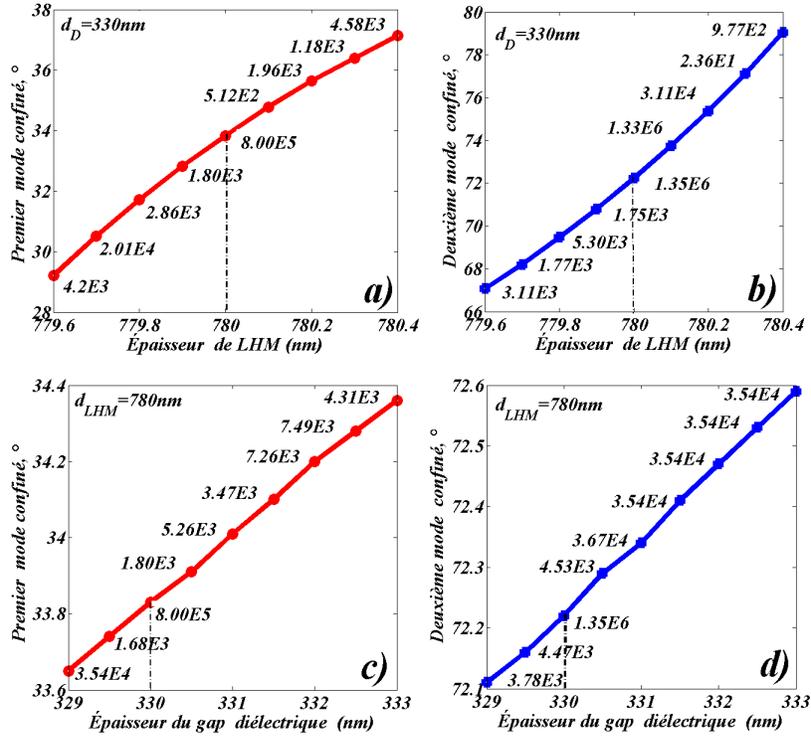


FIGURE 4.13 – Évolution de l’angle SPR pour : (a) Le premier mode confiné, et (b) Le deuxième mode confiné résolu sur le facteur de confinement parallèle, f_{\parallel} sous le changement d’épaisseur de LHM avec un gap d’épaisseur d_D fixée à 330 nm , (c) Le premier mode confiné, et (d) Le deuxième mode confiné résolu sur le facteur de confinement parallèle, f_{\parallel} sous le changement de l’épaisseur du diélectrique avec une épaisseur d_{LHM} fixée à 780 nm .

opper des bio- applications de détection. A titre de comparaison, récemment, Z. Sekkat et al [123] ont proposé des interfaces Ag / Cytop comme une structure planaire plasmonique conduisant à une amplification géante atteignant $\sim 1.3 \times 10^6$ qui reste inférieure à celle que nous avons obtenue ici par l’adoption de la structure représentée en Fig.4.8, conçue à base de LHM et l’Au. Suite à l’analyse ci-dessus, nous nous concentrons finalement sur la simulation des relations entre les résonances angulaires, θ_{SPR} avec la variation des épaisseurs, d_D et d_{LHM} des intensités EFs montrées sur la figure 4.11. Ainsi, sur la base des courbes typiques représentées sur la figure 4.11 (a), lorsque l’on considère l’épaisseur d_D fixée à 330 nm , on observe que la condition de résonance, θ_{SPR} de chaque mode dans la courbe EF de, f_{\perp} augmente sensiblement avec l’augmentation de d_{LHM} de 779.6 nm à 780.4 nm (Cf. Figure 4.12 (a, b)). A partir de ces données, l’évolution observée de l’angle, θ_{SPR} en fonction de l’épaisseur de LHM, d_{LHM} peut être prédite numériquement sous la forme suivante :

$$\theta_{SPR, \perp}(d_{LHM}) = 1.1195d_{LHM}^3 - 2623.9d_{LHM}^2 + 2.05 \times 10^6 d_{LHM} - 5.34 \times 10^8 \pm 0.029 \quad (4.10)$$

Dans le même but, en considérant, l’épaisseur d_{LHM} fixée à 780 nm , la condition de résonance, θ_{SPR} de chaque mode dans la courbe EF de, f_{\perp} augmente linéairement avec l’augmentation de l’épaisseur, d_D de 329 nm à 333 nm (Cf. Fig. 4.12(c,d)). Par conséquent, cette dépendance dans cette

condition, peut être prédite analytiquement à partir de l'expression suivante :

$$\theta_{SPR, \perp}(d_D) = 0.17867d_D - 25.13 \pm 0.0078 \quad (4.11)$$

Une étude similaire a été menée sur l'évolution de chaque mode dans la courbe EF de, f_{\parallel} versus, d_{LHM} et d_D . En prenant en compte des courbes typiques comme montré sur la figure 4.11, les données extraites sont représentées sur les Figs. 4.13 (a-d). Pour les deux cas considérés séparément, on observe que pour chaque mode EF , de f_{\parallel} , leur condition de résonance respective augmente avec l'augmentation de d_{LHM} ou d_D .

Ainsi, pour chaque condition, une telle dépendance de l'angle SPR de, f_{\parallel} par rapport à d_{LHM} ou d_D peut être prédite, respectivement par les relations suivantes :

$$\theta_{SPR, \parallel}(d_{LHM}) = 1.1195 \times d_{LHM}^3 - 2801.2 \times d_{LHM}^2 + 2.1882 \times 10^6 d_{LHM} - 5.6979 \times 10^8 \quad (4.12)$$

$$\theta_{SPR, \parallel}(d_D) = 0.1796 \times d_D - 25.46 \quad (4.13)$$

Il est à noter que dans toutes les Figures. 4.13(a-d), les valeurs des points reportées sur les courbes représentent les intensités des modes EFs en fonction des valeurs relatives des épaisseurs, d_D et d_{LHM} .

4.2.5 Conclusion

Dans cet article, il a été montré que la combinaison de l' Au , comme couche externe avec une couche de LHM active et un espace diélectrique, offre une nouvelle voie pour optimiser les modes électromagnétiques substantiels confinés dans la structure. Il a été observé que les caractéristiques (intensité de crête, angle de résonance et finesse de pic) des modes SPR sondés dans une interrogation angulaire peuvent être fortement contrôlées sur le changement de l'épaisseur du gap diélectrique d'indice de réfraction fixé. Sur la base des calculs électromagnétiques, l'amplification optique géante $\sim 3.09 \times 10^6$ du mode exposé, est très sensible au rapport défini entre les épaisseurs de structure, $d_D/(d_D + d_{LHM})$ et elle peut être constituée comme une nouvelle limite qui est même supérieure à celles des capteurs SPR classiques pour le développement d'applications photoniques.

Capteur de résonance plasmonique de surface à base de milieu effectif

4.3 Capteur de résonance plasmonique de surface à base de milieu effectif

4.3.1 Résumé de la problématique en question

Dans cette section, on considère un dispositif, permettant la génération des résonances plasmoniques de surface (*SPR* : Surface plasmon resonance), à base de deux couches poreuses de métamatériaux (*LHM*) séparées par un gap diélectrique. L'effet de l'épaisseur du gap et de son indice de réfraction (*RI*) sur la réponse angulaire du dispositif est analysé. Les résultats avancés se déterminent, en particulier, sur la sensibilité du capteur *SPR* qui est significativement améliorée par rapport à celle des capteurs *SPR* standard. Ici, la structure multicouche est sondée avec une longueur d'onde de travail de 738 nm , et les propriétés électromagnétiques des couches *LHM* poreuses actives sont décrites à partir de la théorie de milieu effectif (*EMT* : effective medium theory). En outre, par la variation de la porosité notée p de 0 à 0.6, la nanocavité conçue se détermine par son potentiel de capturer d'un mode *SPR* du type longue portée (*LR* : Long-range). Pour de telles conditions, la structure se marque par la détection de la *SPR* à une haute performance.

4.3.2 Introduction

Les métaux nobles, le silicium dopé et les métamatériaux ont été largement considérés pour manipuler le couplage optique de l'énergie des photons avec les oscillations collectives d'électrons libres abondants sur des surfaces métalliques [129-130]. Pour améliorer efficacement et contrôler ce processus de couplage, une interface entre une mince couche métallique d'épaisseur, $d_m = 50\text{nm}$ et un diélectrique doit être sondée au moyen de la lumière de polarisation p , à travers des dispositifs de couplage adéquats [66,118,131]. Un avantage clé de la configuration conventionnelle ci-dessus [46,132], par rapport à d'autres géométries alternatives [133-135], est le fait que la lumière aux fréquences visibles et proche infrarouge peut être confinée à la limite de diffraction [136,137]. De plus, la vitesse de l'énergie de couplage qui est la signature de l'excitation des modes plasmons de surface (*SP*) est sensible à la fois à l'épaisseur du métal et aux indices de réfraction des milieux impliqués de la configuration [138]. Selon cette propriété, des systèmes multicouches à base d'argent (*Ag*), d'or (*Au*) et de matériaux composites ont été étudiés à la fois expérimentalement et théoriquement [119,123,139]. Le processus de couplage est associé à la génération des *SPs* qui caractérisent les propriétés de détection des capteurs *SPR* (résonance plasmon de surface). La réponse de ces modes peut être analysée soit en fonction de l'angle d'incidence (interrogation angulaire) du faisceau lumineux de longueur d'onde fixe, soit en fonction de la longueur d'onde (interrogation spectrale) en considérant l'angle d'incidence fixé [102, 140]. Un troisième type de mode d'interrogation de phase est possible qui a été avancé par HP. Chiang et al [113] pour démontrer le potentiel d'une jonction à fonctionner comme un capteur de température efficace. Pour améliorer la performance des capteurs *SPR*, plusieurs stratégies ont été rapportées dans la littérature [124, 141]. Par exemple, J.J. Saarinen et al [67] ont démontré l'avantage de combiner des couches de silicium à haute et faible porosité pour optimiser les performances de capteurs *SPRs*. Dans cette section, un objectif similaire est visé où un choix différent de matériaux actifs, de conditions sur l'échelle des paramètres et de la disposition du milieu de détection qui sont adoptés. En ajustant la porosité, et l'indice de réfraction du milieu de détection (appelé gap diélectrique), nous démontrons le potentiel d'un capteur planaire conçu à base d'un métamatériau (*LHM*) ef-

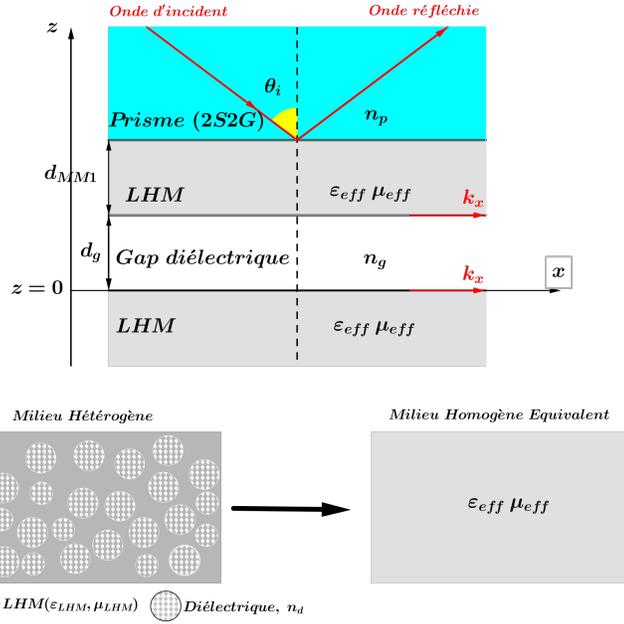


FIGURE 4.14 – (a) Structure schématique de la nanocavité *SPR* unidimensionnelle, du type *MIM* où le mode soutenu se propage avec le nombre d'onde, $\frac{1}{k_x}$, (b) Illustration de la couche de *LHM* poreuse.

fectif (mésoscopique). Autrement dit, il est impliqué un métamatériau considéré poreux dont les propriétés optiques sont décrites selon la théorie d'indice effectif. Une telle problématique ainsi formulée, l'effet de la porosité donne l'opportunité de modéliser un capteur *SPR* dont le facteur de qualité Q est plus élevé comparé à celui des capteurs existants [6, 20].

cette partie est organisé de la manière suivante. La section 2 rapporte la théorie et les paramètres propres aux médias qui constituent le dispositif adopté. Dans la section 3, des simulations numériques sont effectuées et les résultats comparés avec des dispositifs *SPR* typiques et enfin le papier se termine par une conclusion du système *SPR*.

4.3.3 Théorie et conditions paramètres du dispositif *SPR*

La figure 4.14 (a) illustre une vue schématique du dispositif plasmonique, composé de quatre couches empilées le long de l'axe z . Un gap d'indice de réfraction n_g , de largeur, d_g est entourée de deux métamatériaux semi-infinis (*LHM*). Ces deux milieux actifs sont caractérisés par une permittivité électrique, $\varepsilon(\omega) = -33,5$ et perméabilité magnétique, $\mu(\omega) = -11$ pris de la référence [32]. Ces constantes optiques sont dépendantes de la longueur d'onde λ de l'onde externe d'excitation. Pour analyser théoriquement les performances d'un capteur *SPR*, cette nanocavité du type :*LHM-gap-LHM* est placée sur la base d'un prisme en verre (*2S2G*), d'indice $n_p = 2,31$ [20]. Ainsi, la lumière incidente de longueur d'onde $738nm$, irradiant la structure sous un angle, $\theta > \theta_{cr}$ (angle critique), traverse le prisme puis se réfléchit totalement sur sa base. En conséquence, l'énergie lumineuse absorbée dans la couche active du *LHM* crée à son tour l'onde évanescente (liée au phénomène *SPR*) qui se propage le long de l'interface prisme-*LHM* et atteint le gap. Pour la prédiction analytique du profil *SPR*, l'intensité lumineuse réfléchi du faisceau incident po-

larisé $P(TM)$ est étudiée en fonction de l'angle d'incidence, θ_{SPR} en utilisant la méthode de la matrice de transfert [142, 143]. Ce formalisme a été décrit en détails ailleurs [61] pour simuler les propriétés de détection d'un empilement multicouche alternatif dans des conditions similaires à celles rapportées ici. En considérant une couche de LHM poreuse (Cf. Fig.4.14 (b)), nous avons considéré une approche d'inclusion de pores (distribués sur la surface du LHM), d'indice nd dont le modèle général repose sur celui de Maxwell-Garnet [23] selon à l'approximation de Lewin. Dans ce modèle, la permittivité effective, ε_{eff} et la perméabilité, μ_{eff} sont donnés par :

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{LHM} \left(1 + 3 \frac{\varepsilon_d - \varepsilon_{LHM}}{\varepsilon_d + 2\varepsilon_{LHM} + f(\varepsilon_d - \varepsilon_{LHM})} \right) \quad (4.14)$$

$$m\mu_{eff} = \mu_{LHM} \left(1 + 3 \frac{\mu_d - \mu_{LHM}}{5\mu_d - 2\mu_{LHM} + 2f(\mu_d - \mu_{LHM})} \right) \quad (4.15)$$

où p exprime la porosité. Ce choix est initié pour deux raisons : (i) les paramètres effectifs résultants sont inchangés lorsque les deux composants du matériau actif sont interchangés, et (ii) cette approche semble être en accord avec les données expérimentales selon Doyle et Jacobs [144]. Ici, deux milieux (SiO_2 ($n_d = 1,54$ [145])), et SiC , ($nd = 2,56$ [146])) remplissant les pores sont considérés. De plus, l'espace gap est une fois supposé le CaF_2 ($n_g = 1,43$ [147]) et une autre fois supposée un diélectrique d'indice de réfraction couvrant la plage de 1.0 à 2.03.

4.3.4 Résultats et discussions

Dans une première étape, pour mettre en évidence l'effet de la nature optique du milieu remplissant les pores, nous avons examiné les cas avec SiO_2 et SiC . En faisant croître la porosité de 0 à 1, nous constatons que le matériau composite présente un comportement similaire à celui du métamatériau (LHM) (voir la figure 4.15 (a)). Autrement dit, en variant la porosité, les paramètres optiques ε_{eff} et μ_{eff} restent simultanément négatifs. La figure 4.15 (b) montre que la constante optique, nd du milieu remplissant les pores ne montre aucune influence significative sur les termes ε_{eff} et μ_{eff} tout en augmentant la porosité. En se référant à ces résultats, puisque la porosité affecte les deux paramètres fondamentaux, ε_{eff} et μ_{eff} , il est utile d'évoquer son influence sur la réflectance- P angulaire du capteur SPR . La figure 4.16 montre la courbe du profil de cette réflectance- P (avec un gap en SiO_2 , $d_{LHM} = 20nm$, $d_{CaF_2} = 180nm$, $\lambda = 738nm$) en fonction de l'angle d'incidence. Tout d'abord, on peut observer que l'angle de résonance net est fortement sensible à la porosité ajustée de 0 à 0.4. Deuxièmement, le LHM poreux à base de capteurs SPR supporte un mode unique autour de l'angle d'incidence de 38.8° où l'intensité du pic chute à la valeur la plus faible 0.086 pour une porosité correspondante de 0.2. Dans de telles conditions, nous avons atteint une précision de détection : $DA = \frac{1}{\Delta\theta_{0,5}} = 0.373/^\circ$ et le facteur de qualité factor, $Q = 42$. Ici, $\Delta\theta_{0,5}$ note la largeur à mi-hauteur mesurée sur le profil de la réflectance (à 50% de son intensité minimale localisant le pic SPR). Les courbes de réflectance- P angulaire montrées sur la figure 16 (a) indiquent que l'augmentation de la porosité déplace la résonance du plasmon dans une plage angulaire plus étroite et réduit la largeur à mi-hauteur ($FWHM = < 0,5$) de son profil. De plus, la Fig. 16(b) montre que la profondeur de la réflectance est significativement modifiée mais sans différence significative pour des pores en SiO_2 ou en SiC . Les paramètres de performance obtenus spécifiques à la nanaocavité poreuse- LHM proposée sont récapitulés dans le tableau 1. Récemment, Qing-Qing Meng et al [8] ont rapporté une étude similaire à la notre

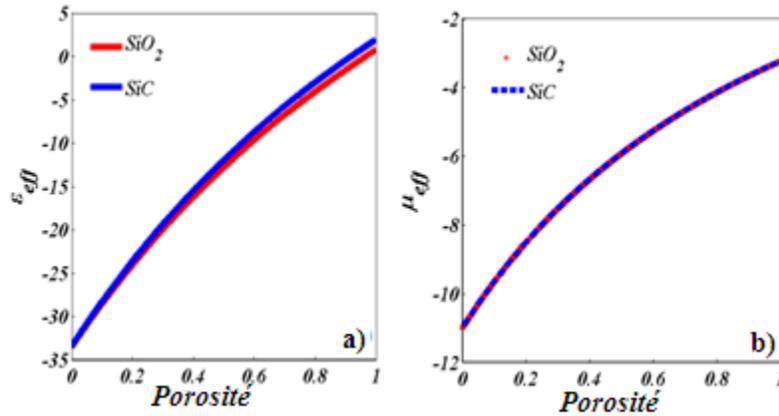


FIGURE 4.15 – (a) Dépendance de la permittivité effective et (b) Perméabilité effective en fonction de la porosité. Les conditions sur les paramètres sont les suivantes : permittivité, $\varepsilon(LHM) = -33$ et perméabilité magnétique, $\mu(LHM) = -11$, indice de réfraction, ($SiO_2 : n_d = 1.54$) et ($SiC : n_d = 2.56$).

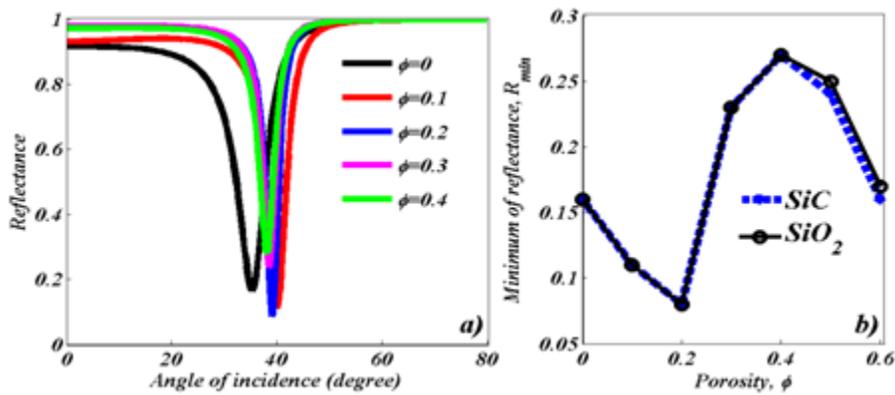


FIGURE 4.16 – (a) : Courbes SPR simulées avec un cristal de CaF_2 en tant que gap (indice de réfraction, $n_g = 1.43$, d'épaisseur $d_g = 180nm$) empilées entre deux couches poreuses de métamatériaux (porosité avec SiO_2 ; $\phi = 0, 0.1, 0.2, 0.3$ et 0.4 , d'épaisseur, $d_{LHM} = 20nm$). (b) Réflectivité- P angulaire minimale par rapport à la porosité avec SiO_2 et SiC .

en considérant la porosité du film de silice démontrant la capacité d'améliorer la sensibilité du capteur *SPR*. Encore une fois, on tient à mettre en évidence l'effet des épaisseurs d_{CaF_2} et d_{LHM}

Porosité, P	Les angle <i>SPR</i> , °	Intensité du pic	<i>FWHM</i> , °	<i>D.L.</i> , /°
0	35.32	0.166	14.52	0.068
0.1	40.13	0.110	03.97	0.252
0.2	29.06	0.086	2.68	0.373
0.3	38.53	0.237	2.26	0.442
0.4	38.26	0.280	2.46	0.0.406

TABLE 4.4 – Les paramètres caractéristiques de performance relatives à la nanocavité poreuse selon les conditions de la Fig.4.16.

sur les courbes de réflectance- P . De telles influences sont montrées sur la Fig. 4.17. En prenant $d_{CaF_2} = 180nm$ comme valeur arbitraire, le minimum de réflectance- P qui chute à l'angle de résonance 39.8° , est prédit (Cf. Fig. 4.17(a)) pour, $d_{LHM} = 22nm$ avec une porosité de 0.2. Le milieu adopté remplissant les pores est SiO_2 . Une analyse similaire sur la réflectance- P minimale qui chute à l'angle de résonance de 39.87° est présentée sur la figure 4.17 (b), où l'épaisseur de *LHM* est fixée à $22nm$. Ainsi, l'épaisseur critique du gap fiable à générer une forte excitation des modes plasmons est $d_{CaF_2} = 163nm$. Il s'ensuit pour cette analyse que les meilleurs paramètres de performance sont : le minimum de reflectance- P : $R(\theta_{SPR}) = 0.0023$ et $Q = 11, 25$. Par conséquent, en faisant varier d_{LHM} dans la gamme de $14 - 25nm$, le minimum de reflectance- P peut être prédit par des expressions analytiques sous la forme :

$$R(\theta_{SPR}) = \sum_{i=1}^{11} P_i \times (d_{PLHM})^{|i-11|} \quad (4.16)$$

avec une erreur de ± 0.04 , et où les coefficients, P_i s'évaluent par : $P_1 = 2.0599 \times 10^{-8}$, $P_2 = -4.26 \times 10^{-6}$, $P_3 = 3.9 \times 10^{-6}$, $P_4 = -0.02$, $P_5 = 0.763$, $P_6 = -18.74$, $P_7 = 308.75$, $P_8 = -3515.9$, $P_9 = 26116$, $P_{10} = -1.14 \times 10^5$, $P_{11} = 2.23 \times 10^5$. En ce qui concerne l'épaisseur du gap qui était supposée être du CaF_2 (RI : $n_s < n_p$), quand il est ajusté de $152nm$ à $190nm$, il est déduit que le minimum de réflectance- P satisfait à la forme quadratique convenable de la forme :

$$R(\theta_{SPR}) = 2.483 \times 10^{-5} \times d_{CaF_2}^2 - 0.0081d_{CaF_2} + 0.66 \quad (4.17)$$

Estimée avec une précision de l'ordre $\pm 0, 00014$.

Considérons maintenant la sensibilité angulaire du capteur poreux-*SPR* en réponse à un changement de l'indice de réfraction du gap. Il est bien connu qu'avec des capteurs *SPR* classiques et des configurations multicouches [148-150] pour des applications de détection, l'angle de résonance dépend fortement des indices de réfraction des milieux en contact avec les matériaux actifs. L'analyse précédente est complétée en considérant les courbes de réflectance- P en fonction de l'angle d'incidence par la figure 4.18 (a) pour différents indices du gap variable dans la gamme de 1 à 2.03, et figure 4.18(b) est déduit que l'angle de résonance satisfait à la forme quadratique convenable de la forme :

$$\theta_{SPR} = 8.7143 \times n_g^2 + 8.8026 \times n_g + 9.4317 \pm 0.47 \quad (4.18)$$

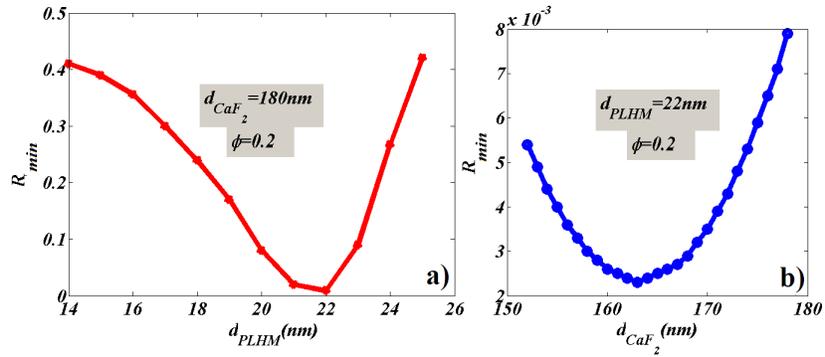


FIGURE 4.17 – Effet des épaisseurs, d_{LHM} (LHM-poreux) et d_{CaF_2} (du gap) sur le minimum de la reflectance- P pour la porosité, $\Phi = 0.2$. Ces données sont extraites des courbes angulaires de la reflectance similaire à celle reportées dans la Fig.4.15.

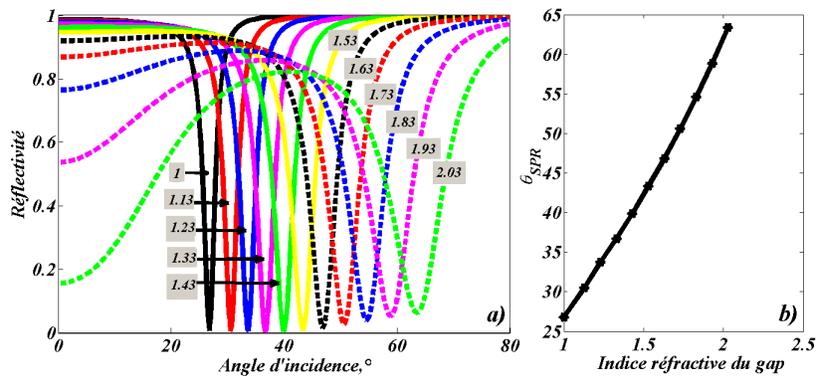


FIGURE 4.18 – a) Courbes SPR simulées sous l'effet de l'indice de réfraction du gap pour une épaisseur de 163nm , qui se trouve empiler entre deux métamatériaux poreux (porosité avec SiO_2 , $\Phi = 0, 2$, indice de réfraction $\{\varepsilon_{eff}, \mu_{eff}\} = \{-23.63, -8.51\}$) et une épaisseur de 22nm . b) Évolution on variation de l'angle de résonance en fonction de l'indice du gap. Les données sont extraites de la figure 4.18 (a).

IR, n_g	1.00	1.13	1.23	1.33	1.43	1.53	1.63	1.73	1.83	1.93	2.03
$\theta_{SPR}, ^\circ$	26.76	30.5	33.71	36.66	39.78	43.34	46.82	50.57	54.58	58.86	63.41
R_{SPR}	0.59	0.46	0.56	0.13	0.23	0.7	1.5	2.5	3.8	5.1	6.2
$\Delta\theta_{0.5}, ^\circ$	2.38	2.84	3.23	3.7	4.2	4.84	5.56	6.49	8.6	9.06	11.05

TABLE 4.5 – Les paramètres caractéristiques de la SPR mesurés sur la variation de l'indice du gap. Les données sont extraites depuis les spectres de la réflectance-P du capteur proposé, dans les conditions de la Fig. 4.18(a).

Dans ces conditions, les paramètres de performance obtenus et extraits depuis cette analyse sont listés dans le tableau 4.5 .

4.3.5 Conclusion

Le dispositif *SPR* proposé avec des couches (*LHM*) poreuses a été étudiées théoriquement. Il est montré qu'avec la présence d'un gap, pris entre deux parois, offre la possibilité de contrôler de manière significative les caractéristiques de la courbe de réflectance-*P* du capteur *SPR*. En considérant les effets de la porosité avec SiO_2 ou SiC , et les épaisseurs des milieux, le seul mode du type *LR-SPR* que supporte le dispositif proposé ressemble beaucoup au mode *SPR* capturé à base des métaux nobles tels que *Ag* et *Au* mais avec des paramètres de performance nettement meilleures (décroissance prononcée du pic de largeur très fine). La stratégie adoptée qui permet d'améliorer la sensibilité de capteur *SPR* peut être considérée comme une nouvelle façon pour les utilisateurs de la *SPR* de développer des applications photoniques.

Chapitre 5

CONCLUSION GENERALE

En résumé, les performances d'un dispositif multicouches (composé de métamatériaux) opérant comme capteur *SPR*, ont été théoriquement étudiées dans le mode d'interrogation angulaire. Dans une plage angulaire de l'angle d'incidence plus étroite, $\Delta\theta = 1^\circ$ du faisceau incident, par rapport à la variation de l'indice de réfraction d'un milieu de détection, le capteur supporte des modes *SPs* dont le nombre d'oscillations est contrôlable à partir des valeurs seuils du milieu de détection. De tel effet est la condition généralement recherchée dans les applications de détection (finesse des pics *SPR*). Le GaAs ; une couche de cristal additionnelle disposée sur la base du prisme (*2S2G*) présente l'avantage d'améliorer remarquablement la sensibilité angulaire et la largeur à mi-hauteur du profil *SPR*. Mis à part la sensibilité améliorée par rapport à la variation de l'indice de réfraction du milieu de détection (angle de décalage), la performance du capteur *SPR*, ainsi proposé, dépend de la largeur du pic de résonance, et les longues et courtes plages de types *SPR* sont résolues en variant les épaisseurs dans la direction z de l'empilement. Sur la base de ce principe, il revient notamment à ajuster l'épaisseur du gap au-delà de la diffraction limite. Pour exciter évidemment des modes Fabry-Perot, soit des oscillations *SPR* apparaissant dans les spectres de p-reflectance non observables dans les capteurs *SPR* classiques ou autres structures *MIM* typiques. Cette fonctionnalité significative conduit à estimer la gamme spectrale libre accordable (*FSR*) entre les pics successifs pour définir une figure de mérite (FoM) dans la détection des modes *SPR*.

Dans ce mémoire, il est décrit une analyse des caractéristiques des modes de résonance évaluées sur les profils de réflectivité angulaire. Pour entreprendre cette étude, différentes configurations (1D) construites par un empilement de multicouches planes sont considérées. Sous les effets des paramètres géométriques et l'ordre dans la disposition des matériaux actifs et des gaps diélectriques impliqués, les limites de la résolution optique est ainsi optimisée. Pour dégager ces limites, nous avons considéré la technique de la réflexion totale atténuée (*ATR*) largement employée en pratique pour générer les plasmons de surface dont le champ de propagation est de nature évanescente. Autrement dit, ces modes électromagnétiques de surface dont les champs restent confinés au voisinage des interfaces sont manipulés dans notre cas par l'adoption de métasurfaces (matériaux artificiels) à indice de réfraction négatif, $n = -(\epsilon\mu)^{0.5}$ à travers un gap diélectrique tel que le *GaAs*, *SiO₂* et le *CaF₂* (des diélectriques réels purement dispersifs). Il est ainsi montré que notre configuration *SPR* proposée permet de contrôler des indices de réfraction allant de 1.00 à 1.99 d'un milieu de détection, appelé analyte, disposé entre deux métasurfaces de différentes épaisseurs ajustables dans la bande sub-longueur d'onde 240-360nm. Cette limitation dans la sélectivité de la gamme des indices de réfraction, et selon le dimensionnement de l'analyte, valide la fonctionnalité du système optique comme un capteur (guide d'onde) de modes *SPR* dont la position et largeur angulaires évaluées sur la réflectivité sont sensiblement affectés selon des conditions paramétriques considérées. Nous avons finalement déterminé le seuil de l'indice de réfraction de l'analyte pour lequel la structure opère comme un amplificateur optique engendré par le processus de couplage optique (à travers deux interfaces) des modes de résonance. En outre, il est montré que la combinaison de l'Au (pris comme un milieu infini) empilé avec une métasurface (*LHM*) à travers un milieu diélectrique (à indice de réfraction fixé) pour former une structure de type métal-diélectrique-métal (*MIM*), contribue à la mise en évidence de l'effet Gauss-Hanichen ; i.e., un effet d'interface associé à l'oscillation de résonance plasmonique. Pour dégager la sensibilité des modes guidés le long d'une interface, la technique de couplage d'une onde d'excitation aux électrons libres de conduction est celle de la réflexion totale atténuée (*ATR*). Un tel dispositif optique à fort indice de réfraction, permet d'accorder le vecteur d'onde de l'onde incidente à celui

du plasmon que supporte l'interface considérée. Toute fois, nous avons tenu compte de l'effet de l'indice du prisme sur les caractéristiques du profile associé à la réponse SPR du capteur. La réponse optique de l'interface est étudiée en mode angulaire, i.e. la réponse optique est analysée à angle d'incidence variable pour une longueur d'onde fixée, $\lambda = 738nm$ ainsi que tous les paramètres de la géométrie : constantes diélectriques et épaisseurs. Une telle technique a potentiellement fait ses preuves pour être adaptée, en générale, à la caractérisation des matériaux en couches minces, au diagnostic des effets de surface, à la détection des espèces dans les milieux biologiques, ect. En termes de sensibilité de toute structure plasmonique à la variation d'indice et à l'ordre de grandeur sub-longueur d'onde des épaisseurs du milieu de détection (en contact avec le matériau conducteur), la problématique repose plus particulièrement sur les caractéristiques de la forme du profile des modes résonnants, et le taux de couplage énergétique associé (le minimum de l'intensité du pic à la résonance angulaire). C'est cette question qui a fait l'axe de notre étude pour démontrer qu'une structure en cavité est déterminante par rapport à la configuration conventionnelle pour le contrôle du confinement des modes plasmons et la durée de vie du photon (facteur de qualité). Les paramètres de structure étant optimisés, la cavité à base de métasurface ou son hétérogénéité avec l'Au en incluant un gap diélectrique (*GaAs*) entre les deux matériaux actifs, est montré comme étant un capteur photonique fiable pour le piégeage de la résonance plasmon de surface (*SPR*) compte tenu de sa résolution.

Chapitre 6

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] H. Ritchie, *Plasmon losses by fast electrons in thin films*, Physical Review, 106 :874-881,1957.
- [2] A. Duval, *Plasmonique polarimétrique pour la caractérisation dynamique de l'anisotropie de films nano-fonctionnalisés et nano-structurés*, Thèse de doctorat, juillet 009, Paris Sud.
- [3] F.S. Ligler ; C. A. R. Taitt, *Optical biosensors : Present and future* , Elsevier : Amsterdam, The Netherlands, 2002.
- [4] J. Homola, *Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species*, Chem. Rev. 2008, 108, 462-493.
- [5] Otto, *Excitation of surface plasmon waves in silver by the method of frustrated total reflection*, Z. Physik. 1968, 216,398-410.
- [6] A. Verma, and al, *Sensitivity enhancement of surface plasmon resonance biosensor using graphene and air gap*, Optics communications. 2015, 357, 106-112.
- [7] S. Wedge ; W. L. Barnes, *Surface Plasmon-polariton mediated light emission through thin metal films*, Optics Express. 2004,12, 36733685 :1-6.
- [8] Qing-Qing Meng and al, *Figure of merit enhancement of a surface Plasmon resonance sensor using a low refractive index porous silica film*, Sensors. 2017, 17, 1845-1856.
- [9] Y. Liu ; X. Zhang, *Metamaterials : a new frontier of science and technology*, Chem. Soc. Rev., 2011, 40, 2494-2507.
- [10] V. G. Veselago, *The electromagnetics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability*, Sov. Phs. Usp. 1968, 10, 517-526.
- [11] A. Alu, and al, *Single negative, double negative, and low index metamaterials and their electromagnetic applications*, IEEE Antennas and propagation magazine. 2007, 49(1), 23-36.
- [12] R. Feynman, R.Leighton, , Sands, M., *Électromagnétisme* , Le cours de physique de feynman,1999.
- [13] M. Nicolas,*Ondes et électromagnétisme*, Dunod. 2009.
- [14] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics third edn* ,New York : Wiley. 2001 , 16.
- [15] K. K. Karkkaninen, A. H. Sihvola,and K. I. Nikoskinen, *Effective permittivity of mixtures : Numerical validation by the FDTD method*, IEEE Trans. Geos. Remote Sensing. May 2000, 38(3), 1303-1308.
- [16] S. A. Maier , *Plasmonic - Fundamentals and Application* , Springer. 2007.
- [17] D. Rakic Aleksandar ,B. Djuri ic Aleksandra , M. Elazar Jovan , and L. Majewski Marian , *Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices*, Appl. Opt. ,1998 , 37(22), 5271-5283, .

- [18] F. A. Jenkins, H. E. White, *Fundamentals of Optics*, Mc Graw Hill, 1981.
- [19] M. Bass, *Handbook of optics*, sponsored by the Optical Society of America.
- [20] R. Jha, A.K. Sharma, *Chalcogenide glass prism based SPR sensor with Ag-Au bimetallic nanoparticle alloy in infrared wavelength region*, Journal of Optics A : Pure and Applied Optics 11. 2009, 045502-045509.
- [21] C. C. Njoku, W. G. Whittow, and J. C. Vardaxoglou, *Study on the variation in dielectric properties of heterogeneous substrates composed of nanomaterials*, EuCAP. 2011, 488-492.
- [22] N. G. Alexopoulos, C. A. Kyriazidou, and H. F. Contopanagos, *Effective parameters for metamorphic materials and metamaterials through a resonant inverse scattering approach*, IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 2007, 55(2), 254-267.
- [23] L. Lewin, *The electrical constants of a material loaded with spherical particles*, IEE-Part III : Radio Comm. Eng. 1947, 94(27), 65-68.
- [24] R. Clausius, *Die mechanische behandlung der electricit*, Braunschweig : Vieweg. 1879.
- [25] J. C. Maxwell-Garnett, *Colours in metal glasses and in metallic films*, Philosophical Transactions of the Royal Society. 1904,208, 385-420.
- [26] M. Walsler, *Electromagnetic metamaterials*, Proc. SPIE-Complex mediums II, Beyond linear isotropic dielectrics, Vol. 4467,1-15 (2001)
- [27] C. Bourel, *Etude mathématique et numérique de cristaux photoniques fortement contractés*, Thèse de l'Université du sud-Toulon-Var, 2010.
- [28] R. A. Shelby, D.R. Smith, S. Schultz, Experimental verification of a negative index of refraction, Science 292, 77(2001)
- [29] L. Zhou, and C. Chan, *Vortex-like surface wave and its role on the transient phenomena of metamaterial focusing*, Appl. Phys. Lett. 86, 101104(2005).
- [30] V. G. Veselago, *The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability*, Sov Phys Usp 10 (1968), 509.
- [31] Liu and Xiang Zhang, Chem. Soc. Rev. (2011), 40, 2494-2507
- [32] S. M. Xiao, and al, *Loss-free and active optical negative index metamaterials*, Nature, 2010, 466(7307) :735-738.
- [33] N. Fang, H. Lee, C. Sun, X. Zhang, *Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens*, Science. 2005, 308, 534-537.
- [34] H. S. Chen, B. I. Wu, B. Zhang, J. A. Kong, *Electromagnetic wave interactions with a metamaterial cloak*, Phys. Rev. Lett. 2007, 99, 063903.

- [35] C. R. Williams, S. R. Andrews, S. A. Maier, A. I. Fernandez-Dominguez, L. Martin Moreno, F. J. Garcia-Vidal, *Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces*, Nature Photonics. 2008, 2, 175-179.
- [36] A. Alu, A. Salandrino, N. Engheta, *Negative effective permeability and left handed materials at optical frequencies*, Optics Express 2006, 14, 1557-1567.
- [37] V. J. Logeeswaran, A. N. Stameroff, M. S. Islam, W. Wu, A. M Bratkovsky, . P. J. Kuekes, S. Y. Wang, R. S. Williams, *Switching between positive and negative permeability by photoconductive coupling for modulation of electromagnetic radiation*, Appl. Phys. A : Mater. Sci. Process. 2007, 87, 209-216.
- [38] J. Pendry, A. Holden, W. Stewart and I. Youngs, *Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures*, Physical Review Letters. 1996,76, 4773.
- [39] J. B. Pendry, A.J. Holden, D. J. Robbins and W.J. Stewart, *Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena frequency plasmons in thin thin-wires structures*, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques.1999, 47, 2075-2084.
- [40] D. Smith, W. Padilla, D. Vier, S. Nemat-Nasser and S. Schultz, *Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity*, Physical Review Letter, 2000, 84, 4184-.
- [41] A. Atwater Harry , *The Promise of plasmonic* , SCIENTIFIC AMERICAN, INC. 2007, 57-63.
- [42] J. R. Sambles, G. W. Bradbery and F. Yang , *Optical Excitation of Surface Plasmons : an Introduction* , Contemporary Physics . 1991, 32(3), 173-183.
- [43] K. F. MacDonald, F.V. Kusmartsev, and N. I. Zheludev, *Controlling the coexistence of structural phases and the optical properties of gallium nanoparticles with optical excitation* , Europhysics Letters. 2004, 67, 614-619.
- [44] R. W.Wood , *On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum* , Proceedings of the Physical Society. 1902, 18, 269-275.
- [45] U. Fano , *The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves)*, Journal of the Optical Society of America . 1941, 31(3), 213-222.
- [46] E. Kretschmann, H. Raether, *Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light* , Z. Naturforsch.1968 , 23A, 2135-2136.
- [47] J-M. Pitarke et al, *Surface plasmons in metallic structures*, J. Opt. A : Pure Appl.Opt.2005, 7, 73-84.
- [48] J. Homola, *Surface plasmon resonance based sensors*, Springer series on chemical sensors and biosensor/*Methods and Applications*, modern physics, Springer. 4, 2006 .
- [49] D. Roy, *Optical characterization of multi-layer thin films using the surface plasmon resonance method : A six-phase model based on the Kretschmann formalism* , Optics Communications, 2001, 200, 119-130.
- [50] H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* , Springer, 1988.
- [51] A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, A. A. Maradudin , *Nano-optics of surface plasmon polaritons* , Physics Reports. 2005, 408, 131-314.

- [52] J. P. Landy, *Reflection and transmission of light from multilayer Films* , <http://jameslandy.com>, 2012.
- [53] P.P. Banerjee, H. Li, R. Aylo, and G. Nehmetallah, *Transfer matrix approach to propagation of angular plane wave spectra through metamaterial multilayer structures* , Proc. SPIE. 2011, 8093 , 3387-3389.
- [54] M. Born, and E. Wolf, *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation* , interference and diffraction of light, Cambridge University Press, 2002
- [55] I. P. Kaminow, W. L. Mammel, and H. P. Weber, *Metal-clad optical waveguides : Analytical and experimental study*, Appl. Opt. 1974, 13(2), 396-405.
- [56] B. Wood, J. B. Pendry, and D. P. Tsai, *Directed sub-wave length imaging using a layered metal-dielectric system*, Physical Review B. 2006, 74(11), 115 116.
- [57] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Photonic-Crystal Optics," in Fundamentals of Photonics*, 2nd ed. Hoboken, NJ : Wiley-Interscience, 2007, 246-253.
- [58] A. Ghatak, K. Thyagarajan, and M. Shenoy, *Numerical analysis of planar optical waveguides using matrix approach* , Journal of Light wave Technology. 1987, 5(5), 660-667.
- [59] R.M.A. Azzam, and N.M. Bashara, *Ellipsometry and polarized light* , Pbk.ed. North-Holland. 1987, 539.
- [60] E. Anemogiannis, E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord, *Determination of guided and leaky modes in lossless and lossy planar multilayer optical waveguides : reflection pole method and wave vector density method*, Journal of Light wave Technology. 1999, 17(5), 929-941.
- [61] J. Chilwell and I. Hodgkinson, *Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides*, J. Opt. Soc. Am. A. 1984, 1(7), 742-753.
- [62] K.H. Chen, C.C. Hsu, D.C. Su, *Measurement of wavelength shift by using surface plasmon resonance heterodyne interferometry* , Opt. Commun. 2002, 209 , 167-172.
- [63] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press (England), sixth édition. 1980, 22, 81 , 103.
- [64] W.C. Law, et al., *Sensitivity improved surface plasmon resonance biosensor for cancer biomarker detection based on plasmonic enhancement*, ACS nano, 2011. 5(6), 4858-4864.
- [65] L. Wu, et al., *Highly sensitive graphene biosensors based on surface plasmon resonance* , Optics express. 2010, 18(14), 14395-14400.
- [66] J. Homola, I. Koudela, S. S. Yee , *Surface Plasmon Resonance Sensors Based on Diffraction Gratings and Prism Couplers : Sensitivity Comparisons* , Sensors and Actuators. 1999, 16-24.
- [67] J. J. Saarinen, and J. E. Sipe, *Optical sensor based on resonant porous silicon structures*, Quantum Electronics and Laser Science Conference. 2005, 1283-1285.
- [68] A. Shalabney, C. Khare, B. Rauschenbach, and I. Abdulhalim, *Sensitivity of surface plasmon resonance sensors based on metallic columnar thin films in the spectral and angular interrogations* , Sensors and Actuators B. 2011, 159, 201-212.
- [69] K.M. Mayer, J.H. Hafner, *Localized surface Plasmon resonance sensors*, Chem. Rev. 2011, 111, 3828-3857.

- [70] R. Bruck, E. Melnik, P. Muellner, R. Hainberger, and M. Lammerhofer, *Integrated polymer-based Mach-Zehnder interferometer label-free streptavidin biosensor compatible with injection molding*, Biosens. Bioelectron, 2011, 26(9), 3832-3837.
- [71] J. Homola, Sinclair S. Yee, and Gunter Gauglitz, *Surface Plasmon resonance sensors : Review*, Sensors and Actuators B : Chemical. 1999, 54, 3-15.
- [72] R. Rupp, *Surface polaritons of left handed medium*, Physics Letters A. 2006, 277, 61-64.
- [73] W. DiPippo, B. J. Lee, and K. Park, *Design analysis of doped silicon surface Plasmon resonance immunosensors in mid-infrared range*, Optics Express. 2010, 18(18),19396-19406.
- [74] K. Giebel, C. Bechinger, S. Herminghaus, M. Riedel, P. Leiderer, W U. Weiland, Bastmeyer, *Imaging of cell or substrate contacts of living cells with SPR microscopy*, M. Biophys. J. 1999, 76(1) 509-516.
- [75] G. Kovacs, *Optical excitation of surface Plasmon-polaritons in layered media*, Wiley. New York. 1982, 143-200.
- [76] P. Lecaruyer, M. Canva, J. Rolland, *Metallic film optimization in a SPR biosensor by the extended Rouard method*, J. Appl. Opt. 2007, 46, 2361-2369.
- [77] S. Patskovsky , A. V. Kabashin, and M. Meunier, *Properties and sensing characteristics of surface-plasmon resonance in infrared light*, J. Opt. Soc. Am. A. 2003, 20(8),1644-1650.
- [78] Zhe Yu, Ruisheng Liang, Pixin Chen, Qiaodong Huang, Tingting Huang, and Xingkai Xu, *Integrated tunable optofluidics optical filter based on MIM side-coupled-cavity waveguide*, Plasmonics. 2012, 7, 603-607.
- [79] S. Sabine , C ; Xavier , and R. Boukherroub, *Preparation of electrochemical and surface Plasmon resonance active interfaces :Deposition of indium tin oxide on silver thin films*, J. Phys. Chem. C 2008, 112, 10883-10888.
- [80] C. Nylander , B. Liedberg, and T. Lind, *Gas detection by means of surface plasmons resonance*, Sens. Actuators. 1982, 3, 79-88.
- [81] K. Lin, Y. Lu, J. Chen, R. Zheng, P. Wang, and H. Ming, *Surface Plasmon resonance hydrogen sensor based on metallic grating with high sensitivity*, Optics Express. 2008, 16(23), 18599-18604.
- [82] A.B. El-Basaty, T.A. El-Brolossy, S. Abdalla, S. Negm, R.A. Abdella, H.H. Talaat, *Surface Plasmon sensor for NO2 gas*. Surf. Interface Anal. 2008, 40, 1623-1626.
- [83] I. M. Mandel, I. Bendoy, Y. U. Jung, A. B. Golovin, and D. T. Crouse, *Dispersion engineering of surface plasmons*, Optics Express. 2013, 21(26), 31883-31893.
- [84] J. W. Chung, S. D. Kim, R. Bernhardt, J. C. Pyun, *Application of SPR biosensor for medical diagnostics of human hepatitis B virus (hHBV)*, Sensors and Actuators B. 2005, 111(112), 416-422.
- [85] A. Abbas, M.J. Linman, Cheng, *New trends in instrumental design for surface Plasmon resonance-based biosensors*. Biosens. Bioelectron. 2011, 26, 1815-1824.
- [86] C. Wang, Z. Ma, T. Wang, Z. Su, *Synthesis assembly and functionalization of silica-coated gold nanorods for calorimetric biosensing*, Adv. Funct. Mater. 2006, 16, 1673-1678.

- [87] M. Genevieve, VC. ieu, R. Carles, A. Zwick, G. Briere, L. Salomé, E. Trevisiol, *Biofunctionalization of gold nanoparticles and their spectral properties*, Microelectronic Engineering. 2007, 84, 1710-1713.
- [88] M. Bera, and M. Ray, *Precise detection and signature of biological or chemical samples based on surface Plasmon resonance (SPR)*, J. of Optics. 2009, 38 (4), 232-248.
- [89] Monas Shahzad and al, *Infrared surface plasmons on heavily doped silicon*, Journal of Applied Physics. 2011, 110, 123105-6.
- [90] X. Chen, T. M. Grzegorzcyk, B.-I. Wu, J. Pacheco, and J. A. Kong, *Optimization approach to the retrieval of the constitutive parameters of slab of general bianisotropic medium*, Phys. Rev. E. 2004, 70, 016608.
- [91] G. Veronis, S. Fan , *Bends and splitters in metal-dielectric-metal subwavelength plasmonic waveguide*, Appl. Phys. Lett. 2005, 87, 131102-131104.
- [92] B. Wang , G.P. Wang , *Plasmon Bragg reflectors and nanocavities on flat metallic surfaces*. Appl. Phys. Lett. 2005,87, 013107.
- [93] B. Lee , *High order plasmonic Bragg reflection in the metal-insulator-metal waveguide Bragg grating*, Opt. Express. 2008, 16, 413-425.
- [94] G. Zheng, Y. Chen, L. Xu, M. Lai, *Optical characteristics of subwavelength metallic grating coupled porous film surface Plasmon resonance sensor with high sensitivity*, Optik. 2013, 124, 4725-4728.
- [95] Yanxia and all, *Plasmonic and metamaterial structures as electromagnetic absorbers*, Laser Photonics Rev. 2014, 8(4), 495-520.
- [96] M. Born, and E. Wolf, *Principles of Optics : Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, Pergamon press, Oxford, 1964.
- [97] O. S. Heavens, *Optical properties of thin films*, Butterworth, London, 1955.
- [98] Marvin J.Weber, *Handbook of Optical materials*, CRC Press, New York, 2003.
- [99] E. D. Palik , *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press, 1998.
- [100] Kachare, A.H., Spitzer, W.G., and Fredrickson, J.E., *Refractive index of ion-implanted GaAs*, J. Appl. Phys. 1976, 47(9), 4209-4212.
- [101] M. Wang, J. Hiltunen, Ch. Liedert, S. Pearce, M. Charlton, L. Hakalahti, P. Karioja, and R. Myllylä, *Highly sensitive biosensor based on UV imprinted layered polymeric–inorganic composite waveguides*, Optics Express. 2012, 20(18), 20309-20317.
- [102] J. Homola, *On the sensitivity of surface Plasmon resonance sensors with spectral interrogation*, Sensors and Actuators B. 1997, 41, 207-211.
- [103] S. Sabine , C. Xavier, and R. Boukherroub, *Surface Plasmon resonance investigation of silver and gold films coated with thin indium tin oxide layers : Influence on stability and sensitivity*, J. Phys. Chem. C. 2008, 112, 15813-15817.
- [104] P.-F. Cao, X.-P. Zhang, W.-J. Kong, L. Cheng, and H. Zhang, *Super resolution enhancement for the super lens with anti-reflection and phase control coatings via surface plasmons modes of finite thickness asymmetric structure*, Progress in Electromagnetics research. 2011, 119, 191-206.

- [105] A. Karabchevsky, O. Krasnykov, M. Auslender, B. Hadad, A. Goldner, I. Abdulhalim , *Theoretical and Experimental Investigation of Enhanced Transmission Through Periodic Metal Nanoslits for Sensing in Water Environment*, Plasmonics. (2009, 4(4), 281-292.
- [106] P. K. Maharana, R. Jha, S.a Palei, *Sensitivity enhancement by air mediated grapheme multilayer based surface plasmon resonance biosensor for near infrared*, Sensors and Actuators B. 2014, 190, 494-501.
- [107] H. Shi and all, *A symmetrical optical waveguide based surface Plasmon resonance biosensing system*, Sensors and Actuators B. 2013, 185, 91-96.
- [108] B. Bouhafs, M. Benatallah, and M. Bendjebbour, *Resonant electromagnetic field distribution on doped multilayer thin film structure*, Spectroscopy Lett. 2014, 47, 397-409.
- [109] R. Slavik, and J. Homola, *Simultaneous excitation of long and short range surface plasmons in an asymmetric structure*, Optics Communications. 2006, 259, 507-512.
- [110] L. Brigo, E. Gazzola, M. Cittadini, P. Zilio, G. Zacco, F. Romanato, A. Martucci, M. Guglielmi, and G. Brusatin, *Short and long range surface Plasmon polariton waveguides for xylene sensing*, Nanotechnology. 2013, 24), 155502.
- [111] O. S. Fransioso, and al, *Plasmonic nanoparticules arrays for high-sensitivity sensing : A theoretical investigation* , J. Phys. Chem. C. 2012, 116, 17819-17827.
- [112] A. K. Sharma , R. JHA , B. D. GUPTA , *Fiber optic sensors based on surface Plasmon resonance : a comprehensive review* , IEEE Sensors Journal, 2007 7(8), 1118-1129.
- [113] H. P. Chiang, C.-W. Chen, J.J. Wu, H.L. Li, T.Y. Lin, E.J. Sanchez, P.T. Leung, *Effects of temperature on the surface Plasmon resonance at a metal-semiconductor interface* , Thin Solid films. 2007, 515,6953-6961.
- [114] H. Deng, D. Yang, B. Chen, C. Wann Lin, *Simulation of surface Plasmon resonance of Au-WO_{3-x} and Ag-WO_{3-x} nanocomposite films* , Sensors and Actuators B. 2008, 134, 502-509.
- [115] Y. Yuan, and Y. Dai, *A revised LRSPR sensor with sharp reflection spectrum* , Sensors. 2014, 14,16664-16671.
- [116] T. VARY and P. MARKOS, *Propagation of surface Plasmon polaritons through gradient index and periodic structures* , Opto-electronics Reviewuw. 2010, 18(4), 400-407.
- [117] C. Nylander, B. Liedberg, and T. Lind, *Gas detection by means of surface Plasmon resonance*, Sens. Actuators. 1982, 3, 79-88.
- [118] K. Lin, Y. Lu, J. Chen, R. Zheng, P. Wang, and H. Ming, *Surface Plasmon resonance hydrogen sensor based on metallic grating with high sensitivity* , OPTICS EXPRESS. 2008, Vol. 16, 23, 18599-18604.
- [119] K. Wen, L. Yan, W. Pan, B. Luo, Z. Guo, Y. Guo, and X. Luo, *Design of plasmonic comb-like filters using loop-based resonators* , Plasmonics. 2013, 8, 1017-1022.
- [120] S. PAL, Y.K.PRAJAPATI, JPSAINI, V. SINGH, *Sensitivity enhancement of metamaterial-based surface Plasmon resonance biosensor for near infrared* , Optica Applicata. 2016, XLVI(1), 131-143.
- [121] A. CHERIFI and B. BOUHAFS, *Potential of SPR Sensors Based on Multilayer Interfaces With Gold and LHM for Biosensing Application* Photonic sensors. 2017, 7(3), 199-205.

- [122] S. Hayashi, D.V. Nesterenko, A. Rahmouni, H. Ishitobi, Y. Inouye, S. Kawata, and Z. Sekkat, *Light-tunable Fano resonance in metal-dielectric multilayer structures*, Scientific Report. 2016, 6,33144-8.
- [123] Z. Sekkat, S. Hayashi, Dmitry V. Nesterenko, A. Rahmouni, S. Refki, H. Ishitobi, Y. Inouye, and S. Kawata, *Plasmonic coupled modes in metal-dielectric multilayer structures : Fano resonance and giant field enhancement*, Optics Express. 2016, 24(18), 20080-20088.
- [124] Q. Ouyang, S. Zeng, X. Quyen Dinh, P. Coquet, and K. Tye Yong, *Sensitivity enhancement of MoS₂ nanosheet based surface plasmon resonance biosensor*, Procedia Engineering. 2016, 140, 134-139.
- [125] Q. Ouyang, and al., *Sensitivity enhancement of transition metal dichalcogenides/silicon nanostructure-based surface Plasmon resonance biosensor*, Scientific Reports. 2016, 6 : 28190.
- [126] A. K. Sharma, *Model of a plasmonic phase interrogation probe for optical sensing of hemoglobin in blood samples*, Sens Imaging. 2015, 16(1), 1-10.
- [127] S. Hayashi, D. V. Nesterenko, and Z. Sekkat, *Waveguide-coupled surface Plasmon resonance sensor structures : Fano lineshape engineering for ultrahigh-resolution sensing*, J. Phys. D Appl. Phys. 2015, 48(32),325303.
- [128] N. Goswami, A. Saha, and A. Ghosh, *Optical amplification with surface Plasmon resonance and total internal reflection in gold nanostructure with BK7 parallel slab*, Int. J. Chem Tech Res. 2015, 7(3),1148-1153.
- [129] Y. K. Lee , D. H. Jang , K. S. Lee , W. M. Kim and Y. S. Sohn *Enhancing performance of miniaturized surface plasmon resonance sensor in the reflectance detection mode using a waveguide-coupled bimetallic chip* Nanoscale Res. Lett. 2013,8,344.
- [130] Y. B. Chen *Development of mid-infrared surface plasmon resonance based sensors with highly doped silicon for biomedical and chemical applications* Opt. Express. 2009,17, 3130–40.
- [131] S. Kumar , V. Gupta, G. Sharma , G. C.Yadav and V. Singh *Investigation of silicon carbide based optical fiber coupled surface plasmon resonance sensor* Silicon. 2016,8, 533–9.
- [132] X. T. Kong , W. G. Yan , Z. B. Li and J. G. Tian *Optical properties of metal-multi-insulator–metal plasmonic waveguides* Opt. Express. 2012, 20, 12133–46.
- [133] P. Berini *Long-range surface plasmon polaritons* Adv. Opt. Photon. 2009,1, 484–588.
- [134] S. I. Bozhevolnyi , V. S. Volkov , E. Dereux and T. W. Ebbesen *Channel plasmon-polariton guiding by subwavelength metal groove* Phys. Rev. Lett. 2012, 7, 93–8.
- [135] B. Yun , G. Hu and Y. Cui *Resonant mode analysis of the nanoscale surface plasmon polariton waveguide filter with rectangle cavity* Plasmonics 2010, 8, 267–75.
- [136] W. L. Barnes , A. Dereux and T. W. Ebbesen *Surface plasmon subwavelength optics* Nature. 2003, 424, 824–30.
- [137] D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi *Plasmonics beyond the diffraction limit* Nat. Photon. 2010, 4, 83–91.
- [138] Y. Yuan and Y. Dai *A revised LRSPR sensor with sharp reflection spectrum* Sensors. 2014, 14, 16664–71.

- [139] Y. Liu , F. Zhou , B. Yao , J. Cao and Q. Mao *High-extinction-ratio and low-insertion loss Plasmonic filter with coherent coupled nanocavity array in a MIM waveguide* Plasmonics. 2013, 8, 1035–41.
- [140] F. C. Chien and S. J. Chen *A sensitivity comparison of optical biosensors based on four different surface plasmon resonance mode* Biosens. Bioelectron. 2004, 20, 633–42.
- [141] H. Heng and R. Wang *Electromagnetic resonant properties of metal-dielectric-metal (MDM) cylindrical microcavities* Photonic Sensors. 2017, 7, 148–56.
- [142] X. Y. He, Q. J. Wang and S. F. Yu, *Analysis of dielectric loaded surface plasmon waveguide structures : transfer matrix method for plasmonic devices* , J. Appl. Phys. 2012, 111, 073108.
- [143] Y. Yuan , L. Ding and Z. Guo *Numerical investigation for SPR-based optical fiber sensor*, Sensors Actuators B. 2011, 157, 240–5.
- [144] W. M. Merrill , E. Diaz , M. M. LoRe ,M. C. Squires and N. G. Alexopoulos, *Effective medium theories for artificial materials composed of multiple sizes of spherical inclusions in a host continuum* , IEEE Trans. Antennas Propag. 1999, 47, 142–8.
- [145] T. Radhakrishnan, *Further studies on the temperature variation of the refractive index of crystals*, Proc. Indian Acad. Sci. A. 1951, 33, 22–34.
- [146] H. H. Li, *Refractive index of silicon and germanium and its wavelength and temperature derivatives*, J. Phys. Chem. 1980, 9, 561–658.
- [147] I. H. Malitson, *A redetermination of some optical properties of calcium fluoride*, Appl. Opt. 1963, 2, 1103–7.
- [148] K. Matsubara , S. Kawata and S. Minami, *Multilayer system for a high-precision surface plasmon resonance sensor*, Opt. Lett. 1990, 15, 75–7.
- [149] M. Zekriti , D. V. Nesterenko and Z. Sekkat, *Long-range surface plasmons supported by a bilayer metallic structure for sensing applications*, Appl. Opt. 2015, 58, 2151–7.
- [150] N. K. Sharma , S. Sarika and V. Sajal, *Surface plasmon resonance based fiber optic sensor using an additional layer of platinum : a theoretical study* , Optik. 2017, 133, 43–50.

Annexe A

Annexe A

Les équations de Maxwell dans les milieux telles que nous les avons écrites jusqu'ici sont des versions macroscopiques dans lesquelles on ne considère que la réponse moyenne du matériau à une excitation électromagnétique. Elles sont obtenues en moyennant les équations de Maxwell microscopiques qui prennent en compte les densités de courants et de charges microscopiques. Les plupart des matériaux usuels, ces dimensions sont plusieurs ordres de grandeurs plus petites que la longueur d'onde, et on peut donc utiliser les équations de Maxwell macroscopiques pour décrire leur comportement électromagnétique sur une grande partie du spectre. Pour commencer, nous illustrerons cela avec l'exemple classique d'un cristal solide atomique pour des longueurs d'ondes visibles et nous introduirons la notion de dipôle. Nous rappellerons ensuite la description de Clausius Mossotti qui relie les polarisabilités microscopiques des constituants élémentaires d'un matériau à ses paramètres macroscopiques. Pour finir, nous aborderons la théorie de Maxwell Garnett, théorie du milieu effectif permettant la description de certains types de matériaux composites.

A.1 Relation de Lorentz

La relation de Lorentz fournit la différence entre le champ électrique macroscopique (moyenné) \vec{E} , et le champ électrique microscopique (local) \vec{E}_{loc} , dans un milieu polarisé. Il est dérivé sous certaines conditions : le modèle discret du milieu polarisé est périodique avec symétrie cubique et le champ électrique et la polarisation ne varient pas sensiblement sur de nombreux espacements entre les réseaux. La relation de Lorentz peut être approximativement vraie même quand la première condition n'est pas vraie, comme dans les milieux désordonnés ou même les cristaux non cubiques. Cette dernière condition est la limite moyenne efficace habituelle, qui est idéalement satisfaite par les métamatériaux. Fréquemment, la relation de Lorentz est dérivée pour certains corps matériels finis, par ex. ellipsoïdes, sphères ou dalles, mais il suffit de considérer une région dans un corps matériel qui satisfait aux deux conditions ci-dessus. Pour trouver la relation entre le champ moyenné et local à un point donné, nous remplaçons un petit volume du corps continuum entourant ce point par un réseau cubique équivalent de moments dipolaires. Plus loin le discret ne sera pas apparent. La contribution au champ électrique au point donné due au réseau dipolaire discret pour ce volume E_{dip} , sera différente de la contribution due au volume correspondant de la polarisation du continuum E_σ . Nous avons donc :

$$E_{loc} - E = E_{dip} - E_\sigma \quad (\text{A.1})$$

Nous considérons d'abord la contribution au champ électrique de la polarisation du continuum E_σ . Le volume peut être n'importe quelle forme avec une symétrie cubique, telle qu'une sphère ou un cube. La contribution au champ électrique provient de la charge de surface non appariée à l'extérieur du volume. Cette charge de surface non appariée est juste le produit scalaire de la polarisation et la normale pointant vers l'extérieur.

$$\sigma = \vec{P} \cdot \vec{n} \quad (\text{A.2})$$

Le champ électrique à l'origine en raison de la charge de surface sur une surface S est :

$$E_\sigma = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \oint \frac{\sigma dA}{r^2} (-\vec{r}) \quad (\text{A.3})$$

Où le signe moins dans la direction apparaît parce que le vecteur r pointe du point d'observation à l'emplacement de la charge, au lieu de la direction opposée habituelle. Substituer d'en haut :

$$E_{\sigma} = \frac{1}{4\Pi\epsilon_0} \oint \vec{P} \cdot \vec{n} \frac{r}{r^3} dA \quad (\text{A.4})$$

Sans perte de généralité, on peut assigner l'axe z à la direction de polarisation. Ensuite, en utilisant des coordonnées sphériques et un volume sphérique, nous avons :

$$\vec{P} = p \vec{k}, \vec{n} = \vec{r}, r = a \sin\theta \cos\varphi \vec{i} + a \sin\theta \sin\varphi \vec{j} + a \cos\theta \vec{k} \quad (\text{A.5})$$

Branché ceci dans l'intégrale précédent :

$$E_{\sigma, \text{sphère}} = \frac{1}{4\Pi\epsilon_0} \iint_{-\Pi}^{+\Pi} P \vec{k} \cdot \vec{r} \frac{a \sin\theta \cos\varphi \vec{i} + a \sin\theta \sin\varphi \vec{j} + a \cos\theta \vec{k}}{r} a^2 \sin\theta d\theta d\varphi \quad (\text{A.6})$$

En effectuant l'intégrale φ , nous trouvons que les composantes x et y sont nulles (puisque ce n'est que l'intégrale d'une sinusoïde sur une période complète).

$$E_{\sigma, \text{sphère}} = \frac{p \vec{k}}{2\epsilon_0} \int_0^{\Pi} \cos^2\theta \sin\theta d\theta \quad (\text{A.7})$$

Par substitution, l'intégrale θ restante est juste $2/3$

$$E_{\sigma, \text{sphère}} = -\frac{p}{3\epsilon_0} \vec{k} \quad (\text{A.8})$$

On pourrait aussi utiliser un volume cubique, de côté $2a$, pour lequel les seules contributions proviennent des surfaces orientées z (puisque P est normal aux autres normales de surface).

$$\vec{P} = p \vec{k}, \vec{n} = \pm \vec{k}, r = x \vec{i} + y \vec{j} \pm a \vec{k} \quad (\text{A.9})$$

Les deux surfaces orientées z ont la charge opposée et la normale opposée, de sorte qu'elles contribuent également.

$$E_{\sigma, \text{cube}} = -2 \frac{1}{4\Pi\epsilon_0} \iint_{-a}^{+a} P \cdot \vec{k} \cdot \frac{x \vec{i} + y \vec{j} + a \vec{k}}{(x^2 + y^2 + a^2)^{3/2}} dx dy \quad (\text{A.10})$$

Les composantes x et y sont nulles (puisque l'intégrand est antisymétrique et la plage d'intégration est symétrique).

$$E_{\sigma, \text{cube}} = -\frac{p \cdot \vec{k} a}{2\Pi\epsilon_0} \iint_{-a}^{+a} (x^2 + y^2 + a^2)^{-3/2} dx dy \quad (\text{A.11})$$

En utilisant une substitution, nous non dimension l'intégrale.

$$E_{\sigma, \text{cube}} = -\frac{p \cdot \vec{k}}{2\Pi\epsilon_0} \iint_{-1}^{+1} (u^2 + v^2 + 1^2)^{-3/2} du dv \quad (\text{A.12})$$

Cette intégrale est $2\Pi/3$, et on obtient le même résultat que pour la sphère

$$E_{\sigma, cube} = -\frac{p}{3\varepsilon_0} \quad (\text{A.13})$$

Considérons maintenant la contribution du champ électrique du même volume, mais due à des dipôles discrets. Le champ électrique à l'origine dû à un point dipôle à r est :

$$E = \frac{3(p \cdot r)r - r^2 p}{4\Pi\varepsilon r^5} \quad (\text{A.14})$$

C'est le même que le champ électrique à r dû au dipôle ponctuel à l'origine. (Substituez $-r$ à r pour vérifier cela.) Le champ à l'origine en raison d'une sommation de dipôles est alors :

$$E_{dip} = \sum_i \frac{3(p_i \cdot r_i)r_i - r_i^2 p_i}{4\Pi\varepsilon r_i^5} \quad (\text{A.15})$$

Encore une fois, nous utilisons une polarisation z uniforme

$$p_i = p \cdot \vec{k} \quad (\text{A.16})$$

Ensuite nous avons

$$E_{dip} = \frac{p}{4\Pi\varepsilon} \sum_i \frac{3(\vec{k} \cdot r_i)r_i - r_i^2 \vec{k}}{r_i^5} \quad (\text{A.17})$$

Si le volume et le treillis ont une symétrie cubique, alors l'ensemble des points du réseau est symétrique en x et y . La sommation d'une fonction antisymétrique sur un domaine symétrique donne zéro. Notez encore qu'une sphère et un cube ont tous deux une symétrie cubique. Ensuite nous avons :

$$E_{dip} = \frac{p}{4\Pi\varepsilon} \vec{k} \sum_i \frac{3z_i^2 - (x_i^2 + y_i^2 + z_i^2)}{r_i^5} \quad (\text{A.18})$$

De plus, si la région et le treillis ont une symétrie cubique, alors toutes les coordonnées cartésiennes sont équivalentes

$$\sum_i \frac{x_i^2}{(x_i^2 + y_i^2 + z_i^2)^{5/2}} = \sum_i \frac{y_i^2}{(x_i^2 + y_i^2 + z_i^2)^{5/2}} = \sum_i \frac{z_i^2}{(x_i^2 + y_i^2 + z_i^2)^{5/2}} \quad (\text{A.19})$$

Alors que les termes du numérateur annulent et

$$E_{dip} = 0 \quad (\text{A.20})$$

Ainsi, le modèle continu de notre volume polarisé présente un champ de dépolarisation et le tableau discret, cubique, ne le fait pas. Pourquoi ne pas simplement utiliser ce résultat discret pour tout le corps polarisé ? Vous pouvez, s'il est suffisamment petit, formé de manière appropriée (par exemple ellipsoïdale) et excité uniformément le long d'un axe principal, de manière à satisfaire l'hypothèse de polarisation uniforme. Vous aurez toujours besoin de trouver la contribution du champ électrique du corps polarisé du continuum. Et, vous obtiendrez le même résultat. En substituant ces résultats dans notre équation originale, nous trouvons la relation de Lorentz.

$$E_{loc} = E + E_{dip} - E_{\sigma} = E + p/(3\varepsilon_0) \quad (\text{A.21})$$

A.2 Modèle de Clausius-Mossotti

La relation Clausius-Mossotti s'applique à une collection uniformément répartie d'objets électriquement polarisables (c'est-à-dire des méta-atomes ou des cellules unitaires). Il établit une connexion entre la permittivité moyenne efficace ε_{eff} , de la collecte et de la la polarisabilité d'un objet individuel α . Nous commençons par la relation entre le champ électrique et la polarisation pour un milieu linéaire.

$$P = \varepsilon_0 \chi_{eff} E = \varepsilon_0 (\varepsilon_{eff} - 1) E \quad (A.22)$$

Nous utilisons l'indice "eff" pour distinguer les propriétés du milieu efficace moyen, des propriétés des composants qui composent les cellules unitaires. Nous notons ensuite que la polarisation est par définition le moment dipolaire par unité de volume.

$$P = p/V = (\alpha)/V \quad (A.23)$$

Où p est le moment dipolaire de la cellule unitaire qui résulte d'un champ électrique local appliqué E_{loc} . V est le volume de la cellule unitaire et α est la polarisabilité de la cellule unitaire. Maintenant, nous utilisons la relation de Lorentz pour le champ électrique locale précédent et en cherchant la polarisation par le haut, nous trouvons le champ électrique local simplement en termes de champ électrique moyen ou macroscopique, une autre forme de la relation de Lorentz :

$$E_{loc} = E + \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon_{eff} - 1) E}{3\varepsilon_0} = 1/3 (\varepsilon_{eff} + 2) E \quad (A.24)$$

Équation des deux expressions de polarisation ci-dessus et en utilisant cette expression de champ local, nous obtenons

$$\varepsilon_0 (\varepsilon_{eff} - 1) E = \frac{\alpha}{V} \cdot 1/3 (\varepsilon_{eff} + 2) E \quad (A.25)$$

Equation des coefficients du champ électrique, on retrouve la relation Clausius-Mossotti

$$\frac{\varepsilon_{eff} - 1}{\varepsilon_{eff} + 2} = \frac{\alpha}{3V\varepsilon_0} \quad (A.26)$$

On peut appliquer exactement le même raisonnement à des dipôles magnétiques, et on trouve ainsi l'expression équivalente pour la perméabilité macroscopique μ d'un cristal :

$$\frac{\mu_{eff} - 1}{-2\mu_{eff} + 5} = \frac{\beta}{3V} \quad (A.27)$$

A.3 Modèle de Maxwell-Garnett

La relation Maxwell-Garnett fait le lien entre la permittivité effective du milieu ε_{eff} , et les propriétés géométriques et matérielles d'une cellule unitaire constituée d'une inclusion diélectrique sphérique. Nous trouvons cette relation en combinant la relation Clausius-Mossotti précédent, Avec la polarisabilité d'une sphère diélectrique dans cette version du modèle ; on considère des sphères de rayons très petits devant la longueur d'onde dans le milieu-hôte, et on se place dans l'approximation quasi-statique (champ uniforme à l'échelle des inclusions). On utilise par

conséquent la polarisabilité sous champ quasi-statique de particules sphériques de rayon r , donnée par :

$$\alpha_{quasi-statique} = 4\pi\epsilon_0 \frac{\epsilon_p - 1}{\epsilon_p + 2} a^3 \quad (\text{A.28})$$

On obtient

$$\frac{\epsilon_{eff} - 1}{\epsilon_{eff} + 2} = \frac{4\pi a^3}{3V} \frac{\epsilon_p - 1}{\epsilon_p + 2} \quad (\text{A.29})$$

Reconnaissant la fraction volumique de la sphère à la cellule unitaire f_p , on retrouve la forme habituelle

$$\frac{\epsilon_{eff} - 1}{\epsilon_{eff} + 2} = f_p \frac{\epsilon_p - 1}{\epsilon_p + 2} \quad (\text{A.30})$$

On peut trouver une expression plus générale, avec un fond (matrice) diélectrique ϵ_m . Premièrement, multiplier le haut et le bas des expressions rationnelles par la permittivité du vide pour trouver la relation de Maxwell-Garnett en termes de permittivités absolues.

$$\frac{\epsilon_0 \epsilon_{eff} - \epsilon_0}{\epsilon_0 \epsilon_{eff} + 2\epsilon_0} = f_p \frac{\epsilon_0 \epsilon_p - \epsilon_0}{\epsilon_0 \epsilon_p + 2\epsilon_0} \quad (\text{A.31})$$

Maintenant, il est plus évident où la permittivité de fond apparaît dans l'expression, et nous pouvons modifier l'expression avec un fond différent de la permittivité du vide.

$$\frac{\epsilon_{eff} - \epsilon_m}{\epsilon_{eff} + 2\epsilon_m} = f_p \frac{\epsilon_p - \epsilon_m}{\epsilon_p + 2\epsilon_m} \quad (\text{A.32})$$

On peut appliquer exactement le même raisonnement, et on trouve ainsi l'expression équivalente pour la perméabilité macroscopique μ d'un cristal :

$$\frac{\mu_{eff} - \mu_m}{-2\mu_{eff} + 5\mu_m} = f_p \frac{\mu_p - \mu_m}{5\mu_p - 2\mu_m} \quad (\text{A.33})$$

A.4 Modèle de Lewin

Une formulation approchée de la théorie de Maxwell Garnett a été développée par Lewin en 1947. Dans cette publication, Lewin propose une approximation des coefficients dipolaires autour des résonances dipolaires d'ordre le plus bas. Et, en utilisant l'équation, on obtient une nouvelle formulation approchée de la formule de Maxwell Garnett :

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_m \frac{1 - 2f \frac{\epsilon_m - \epsilon_d F}{2\epsilon_m + \epsilon_d F}}{1 + f \frac{\epsilon_m - \epsilon_d F}{2\epsilon_m + \epsilon_d F}} \quad (\text{A.34})$$

$$\mu_{eff} = \mu_m \frac{1 - 5f \frac{\mu_m - \mu_d F}{-2\mu_m + 5\mu_d F}}{1 + 2f \frac{\mu_m - \mu_d F}{-2\mu_m + 5\mu_d F}} \quad (\text{A.35})$$

Avec F est fonction de Lewin. Dans la suite, on se référera à cette approximation sous le nom d'approximation de Lewin. Ce calcul approché à l'avantage de simplifier les coefficients dipolaires de Mie et ainsi de pouvoir calculer l'expression de Maxwell Garnett en limitant les ressources utilisées par l'ordinateur. Les positions des résonances sont prédites de manière correcte mais une des contreparties quand on utilise ces expressions, est le manque de précision sur les amplitudes à la résonance. Donc on utilise cette modèle pour retour à relation (34-35) par $F = 1$ plus précise, on obtient une reformulation approchée de la formule de Maxwell Garnett :

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_m \left(1 + 3f \frac{\varepsilon_d - \varepsilon_m}{\varepsilon_d + 2\varepsilon_m - (\varepsilon_d - \varepsilon_m)f} \right) \quad (\text{A.36})$$

$$\mu_{eff} = \mu_m \left(1 + 3f \frac{\mu_d - \mu_m}{5\mu_d - 2\mu_m + 2(\mu_d - \mu_m)f} \right) \quad (\text{A.37})$$

Annexe B

Annexe B

Nous proposons un algorithme et organigramme de la méthode matricielle de la section 3. Pour une structure composée de N couches empilées (Cf. fig. 1.13), la matrice de passage totale M correspondante est de la forme :

$$M = \prod_{k=2}^N = \begin{bmatrix} \cos\beta_k & -i\frac{\sin\beta_k}{q_k} \\ -iq_k\sin\beta_k & \cos\beta_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{B.1})$$

avec β_k et q_k expriment le facteur de phase, qui est la fonction de la constante diélectrique et magnétique (β_k, q_k), de l'épaisseur d'une couche, angle d'incident, longueur d'onde et donné près

$$q_k = \left(\frac{\mu_k}{\varepsilon_k}\right)^{\frac{1}{2}} \cos\theta_k \quad (\text{B.2})$$

$$\beta_k = \frac{2\Pi d_k}{\lambda} (\varepsilon_k \mu_k - n_1^2 \sin^2\theta_0)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.3})$$

Finalement, l'intensité du coefficient de réflexion pour l'onde incidente de polarisation p est donnée par :

$$R_p = \left| \frac{(M_{11} + M_{12}q_N)q_1 - (M_{21} + M_{22}q_N)}{(M_{11} + M_{12}q_N)q_1 + (M_{21} + M_{22}q_N)} \right|^2 \quad (\text{B.4})$$

B.1 Algorithme

Début

% lecture des propriété optique et géométrique à chaque couche.

lire($\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots, \varepsilon_N$)

lire($\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4, \dots, \mu_N$)

lire ($d_2, d_3, d_4, \dots, d_{N-1}$)

% lecture l'intervalle de l'angle d'incident et le pas M

lire (θ_0, θ_f et M)

$$\Delta = (\theta_f - \theta_0) / (M - 1)$$

Pour t de 0 à M

Faire

$$\theta = \theta_0 + \Delta * (t - 1)$$

$$\alpha = \theta / (2 * \Pi * 360)$$

Pour k de 2 à N

Faire

$$q_k = \left(\frac{\mu_k}{\varepsilon_k}\right) * * \frac{1}{2} \cos\theta_k$$

$$\beta_k = \frac{2\Pi * d_k}{\lambda} (\varepsilon_k \mu_k - n_1 * 2 * \sin(\theta_0) * 2) * \frac{1}{2}$$

Pour I de 1 à 2

Faire

$$L(1, 1) = \cos\beta_k$$

$$L(1, 2) = -i \frac{\sin\beta_k}{q_k}$$

Pour J de 1 à 2

Faire

$$L(1, 1) = \cos\beta_k$$

$$L(1, 2) = -i \frac{\sin\beta_k}{q_k}$$

$$M(I, J) = 0$$

$$M(I, J) = M(I, J) + L(I, J) * L(I, J)$$

$$RP1 = (M(1, 1) + M(1, 2) * q_N) * q_1 - (M(2, 1) + M(2, 2) * q_N)$$

$$RP2 = (M(1, 1) + M(1, 2) * q_N) * q_1 + (M(2, 1) + M(2, 2) * q_N)$$

$$RP = \text{abs}(RP1/RP2) * 0.5$$

Fait

Fait

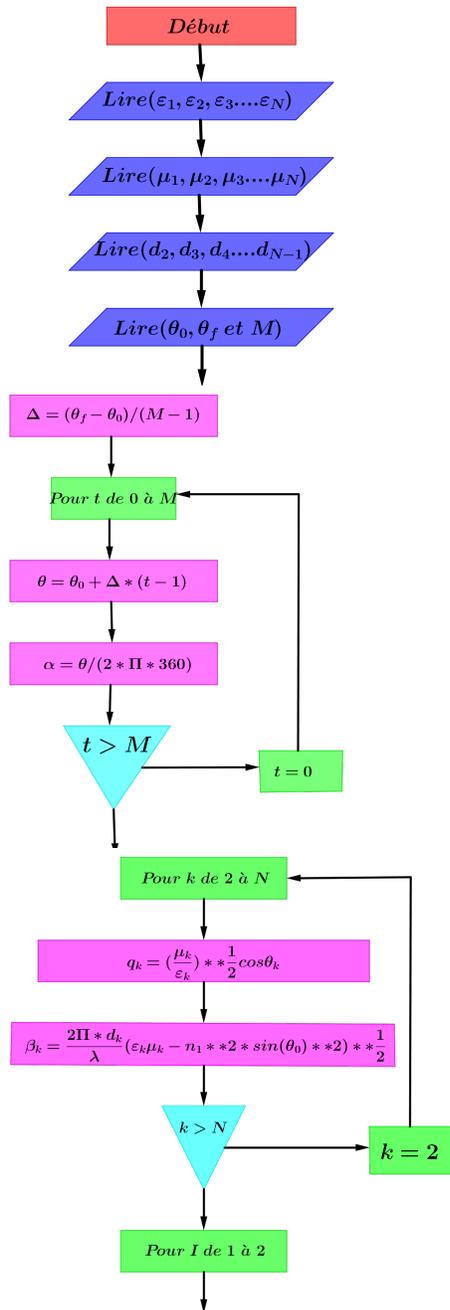
Fait

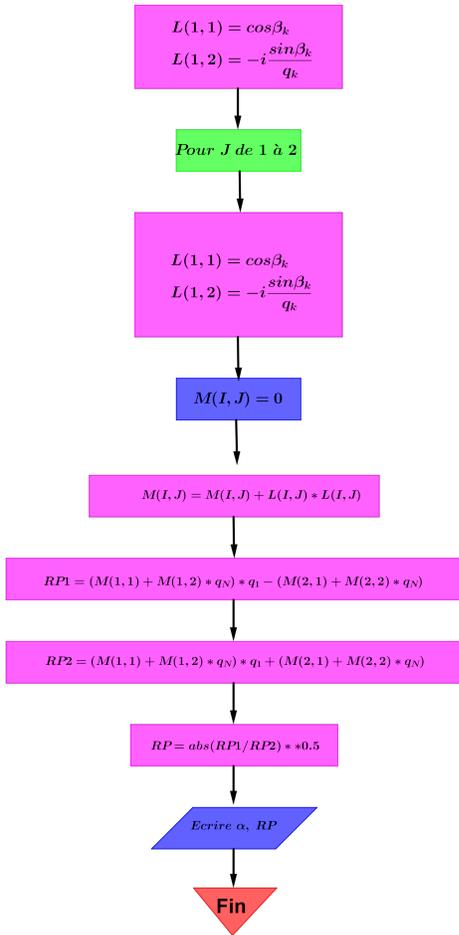
Fait

Ecrire (α , RP)

Fin

B.2 Organigramme





Production scientifique

Potential of SPR Sensors Based on Multilayer Interfaces With Gold and LHM for Biosensing Applications

Abdellatif CHERIFI* and Benamar BOUHAFS

University of Tlemcen, Theoretical Physics Laboratory, Physics of Department, Tlemcen, 13000, Algeria

*Corresponding author: Abdellatif CHERIFI E-mail: Cherifi_physics@yahoo.com

Abstract: Recently, the subject on “plasmonics” has received significant attention in designing surface plasmon resonance (SPR) sensors. In order to achieve extremely high-sensitivity sensing, multilayered configurations based on a variety of active materials and dielectrics have been exploited. In this work, a novel SPR sensor is proposed and investigated theoretically. The structure, analyzed in attenuated total reflection (ATR), consists of multilayer interfaces between gold and a metamaterial (LHM) separated by an analyte layer as a sensing medium. By interchanging between gold and LHM, under the effect of the refractive index (RI) of analyte set to be in the range of 1.00 to 1.99, the sharp peak reflectivity at the SPR angle takes two opposite behaviors predicted from the transfer matrix method. At the threshold value of 1.568 of the refractive index of analyte and when the LHM is the outer medium, the layered structure exhibits a giant sharp peak located at 43° of intensity up to 10^5 due to the Goos-Hänchen effect. With respect to the refractive index (RI) change and thickness of analyte, the characteristics (intensity, resonance condition, and quality factor) of the SPR mode, which make the proposed device have the potential for biosensing applications, have been analytically modeled.

Keywords: Plasmonic; goos-Hänchen (GH) effect; SPR sensor systems; sub-wavelength scale

Citation: Abdellatif CHERIFI and Benamar BOUHAFS, “Potential of SPR Sensors Based on Multilayer Interfaces With Gold and LHM for Biosensing Applications,” *Photonic Sensors*, 2017, 7(3): 199–205.

1. Introduction

The surface plasmon resonance (SPR) phenomenon known for a long time has been used in large practical applications such as terahertz (THz) filter [1], plasmon enhanced solar cell [2, 3], plasmonic detectors [4], optical antenna [5], biological analysis [6], and chemical sensors [7]. This resonant phenomenon corresponds to a coupling process between a monochromatic light and conduction electrons on the boundary of a metal surface and a dielectric. With an attenuated total

reflection method (ATR), the SPR mode is strongly sensitive to both thickness and refractive index of the dielectric. Due to this characteristic, SPR becomes a highly efficient mechanism in designing plasmonic sensor systems. In 1982, the first application of SPR was done by Liedberg *et al.* [8, 9]. However, the efficient way of manipulating the characteristics of the electromagnetic field correlated to SP in a nanoscale, remains related particularly to the involved interface properties. Therefore, a multilayer SPR sensor leads to achieving other limits that can be preferable to those

Received: 19 April 2017 / Revised: 11 June 2017

© The Author(s) 2017. This article is published with open access at Springerlink.com

DOI: 10.1007/s13320-017-0425-1

Article type: Regular

obtained according to the conventional Kretschmann configuration [10]. In the above configuration, when a p-polarized light is incident on the prism-metal interface and the reflectance is measured versus the incident angle, a sharp dip occurs at the resonance angle beyond the critical angle. Within the medium to be sensed in contact with the metal layer [11], the SP field evolves in an evanescent character into both mediums of the interface. The resolution of an SPR-sensor in terms of line width and dip position of SPR-reflectivity depends on the environmental index change [12, 13]. As an example of SPR-sensor, we cite the optical sensing based on chalcogenide prism and graphene layers in addition to the conventionally used Au-layer for the detection of bimolecular analyte [14], periodic nanostructures Au nano-gratings [15], etc.

In recent years, plasmonic metamaterials hold a new promise for biosensing with unprecedented sensitivity and specificity. Metamaterials are composite materials whose permittivity ϵ and permeability μ are both negative. Thus, metamaterials are described by the negative refraction index $n = -(\mu\epsilon)^{1/2}$. In this topic, the first discussion on metamaterials type was advanced in 1968 by Veselago [16]. In 1999, Pendry *et al.* identified a practical way to construct left-handed metamaterials (LHMs) of a different behavior which did not follow the conventional right hand rule [17].

Recently, researchers have successfully put forward many different biosensor configurations with greatly enhanced sensitivity to the LHM variation. For example, Schueler *et al.* [18] reviewed the LHM inspired composite transmission line microwave sensors. Chen *et al.* [19] reviewed the LHM application in sensing with an emphasis on split ring resonator-based sensors. Yang *et al.* studied LHM sensors based on a single metamaterials particle with the advantages of an easy fabrication and experimental robustness [20]. Upadhyar *et al.* [21] used LHM instead of metals to investigate SPs in low-wavelength sensors [22], and Zheludev [23] analyzed the future development of

LHMs and pointed out that the sensing application represents a growing area.

Very recently, Pal *et al.* [24] proposed SPR sensors based on bi-LHMs with gold as an inner core and compared the above structure to another with two dielectric media instead of LHM. On the analysis of the reflectivity profile, the authors [24] pointed out the advantage of using the metamaterials to further enhance SPR sensor sensitivity. Some researchers have demonstrated typical multilayer devices as biosensors that provide sensitivity almost 6-fold higher than that of the conventional SPR sensor [25]. Sensitivity enhancement of the SPR-sensor was the discussion subject in [26], in which a bi-metallic structure was established and a comparative analysis with the conventional SPR configuration to that of an SPR sensor of four and five layered LHM media was made.

The main objective of this work focuses on exploring SPR on a tunable nanocavity where an analyte (sensing medium) is embedded between symmetric interfaces gold/LHM. To interpret the SPR response, the transfer matrix method, applied as a repeated Fresnel's equations, conducts to express the reflection coefficient within the designed structure. The above response is calculated in the angular mode at 738-nm wavelength. By optimizing the thicknesses of the media to get a minimum dip, we investigate particularly the effect of the refractive index n_s on the SPR profile. The later spectrum leads to evaluating angular-sensitivity defined as the ratio between the SPR angle shift and refractive index, n_s and Q -factor. Finally, the best parameter conditions can be concluded to identify the best Q -factor and sensitivity.

2. Theory and characteristics of the considered sensor

As shown in Fig. 1, we consider a multilayer wave guide geometry with N layers. Each medium is subscribed by of a thickness d_k , permittivity ϵ_k , and permeability μ_k . This multilayer is disposed onto the base of a prism coupler. In the whole work, two arrangements have been analyzed, one is

Au-analyte- LHM, and the other is LHM-analyte-Au for which the respective reflectivity is deduced by means of the transfer matrix method.

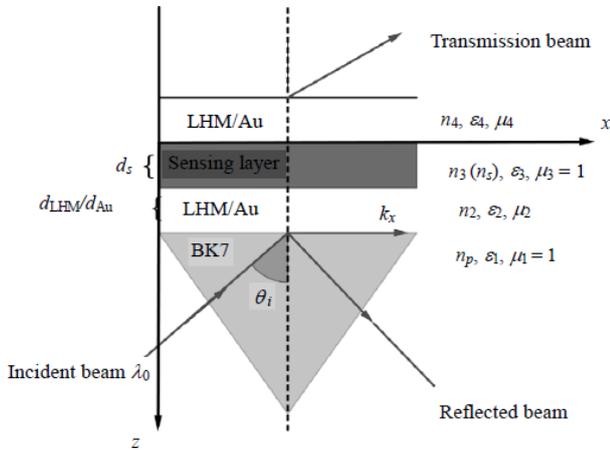


Fig. 1 Schematic illustration of the composite waveguide sensor under study.

In this method, the tangential fields at the first boundary z_1 are related to those at the last boundary z_n as it will be explained below. So, when the structure is irradiated with a light beam of transverse magnetic (TM or p) polarization under the incidence angle θ_i through a BK7-glass prism, consequently a field distribution occurs in the four media. The relationships between electromagnetic fields ($\mathbf{E}_1, \mathbf{B}_1$), ($\mathbf{E}_2, \mathbf{B}_2$), ($\mathbf{E}_3, \mathbf{B}_3$), and ($\mathbf{E}_4, \mathbf{B}_4$) in the four media obtained by using phase change due to light passing through the different layers denoted as k take the forms as

$$\begin{cases} E_k = (e^{-i\beta_k} \cos \beta_k) E_{k+1} - \left(i \frac{e^{-i\beta_k}}{q_k} \sin \beta_k \right) B_{k+1} \\ B_k = (iq_k e^{-i\beta_k} \sin \beta_k) E_{k+1} - (e^{-i\beta_k} \cos \beta_k) B_{k+1} \end{cases} \quad (1)$$

where β_k is the optically admittance, and q_k is the phase factor. For each medium subscribed by k , these quantities are given as follows:

$$q_k = (\mu_k / \epsilon_k)^{1/2} \cos \theta_k = \frac{(\epsilon_k \mu_k - n_1^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2}}{s_k} \quad (2)$$

and

$$\beta_k = \frac{2\pi d_k}{\lambda} (\epsilon_k \mu_k - n_1^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2}. \quad (3)$$

For the proposed SPR sensor of four layers, the characteristics matrix is given as

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{B}_1 \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_4 \\ \mathbf{B}_4 \end{bmatrix} \quad (4)$$

where the matrix \mathbf{M} takes the form as follows:

$$\mathbf{M} = \prod_{k=2}^4 \begin{bmatrix} \cos \beta_k & -i \sin \beta_k / q_k \\ -iq_k \sin \beta_k & \cos \beta_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Finally, the amplitude of the reflection coefficient for p-polarized incident wave is given as [27]

$$r_p = \frac{(M_{11} + M_{12} q_s) q_1 - (M_{21} + M_{22} q_s)}{(M_{11} + M_{12} q_s) q_1 + (M_{21} + M_{22} q_s)} \quad (6)$$

and the reflectivity for the p-polarized light can be analyzed with respect to the angle of incidence θ_i as follows:

$$R_p = |r_p|^2. \quad (7)$$

Using (7), the resolution of the SPR peak that exhibits the structure can be determined by adjusting thicknesses, d_k and refractive index, ϵ_k of the mediums (Cf. Fig. 1 for notations). From this SPR response, the determination of the resonance condition where the reflectivity, $R_p(\theta_i = \theta_{SPR})$ drops to a minimum value, provides the propagation wavelength, λ_{SPR} of the surface plasmon as:

$$\lambda_{SPR} = \frac{\lambda_0 / n_p}{\sin \theta_{SPR}} \quad (8)$$

where λ_0 is the free space wavelength in vacuum.

Generally, the performance of plasmonic sensors is evaluated in terms of angular sensitivity, resolution or detection limit (DL), and quality factor Q . Based on the reflectivity's profile, with a fixed wavelength λ_0 , the angular sensitivity is the ratio between the changes in SPR angle $\partial \theta_{SPR}$ and the change ∂n_s [12] expressed as follows:

$$S = \frac{\partial \theta_{SPR}}{\partial n_s} \text{ or } \frac{\partial \lambda_{SPR}}{\lambda n_s}. \quad (9)$$

For the quality factor, Q that can be evaluated from the linewidth at 50% of the SPR peak [28] noted as $(\Delta \theta_{0.5})^{-1}$, which is given as follows:

$$Q = \left(\frac{\Delta \theta_{0.5}}{\tan \theta_{SPR}} \right)^{-1} \text{ or } \left(\frac{\Delta \lambda_{0.5}}{\tan \lambda_{SPR}} \right)^{-1}. \quad (10)$$

3. Results and discussions

In order to outline the resolution of the proposed

SPR sensor as illustrated in Fig. 1, the reflectivity is calculated and plotted numerically for two arrangements between Au and LHM. Thus, three main parameters, namely intensity, detection accuracy, and quality factor, are evaluated particularly under the influence of the refractive index n_s of analyte. The refractive index of BK7-prism is set to be 1.52 [29].

Using (7), the angular profiles of SPR response are displayed in Figs. 2, 3, 4, and 5. It is noted that the specific arrangements that correspond to these data are reported in the insert of the figures. In these plots, we have taken for gold the complex permittivity expressed from Drude-Lorentz model, $\epsilon_{Au} = -21.3 + 1.34i$ as tabulated in [30]. The electric permittivity and magnetic permeability for the LHM, are -33.5 and -11 , respectively which are listed in [31]. The sensing medium termed analyte of thickness, $d_s = 385$ nm, has the refractive index (RI) n_s , which varies from 1.00 to 1.66.

In the above conditions, under the effect of n_s of the sensing medium, the SPR curves are simulated in Fig. 2. These data indicate that an increase in RI contributes firstly to the trap single SPR mode or double SPR mode and secondly to reduce the linewidth, i.e. high quality factor.

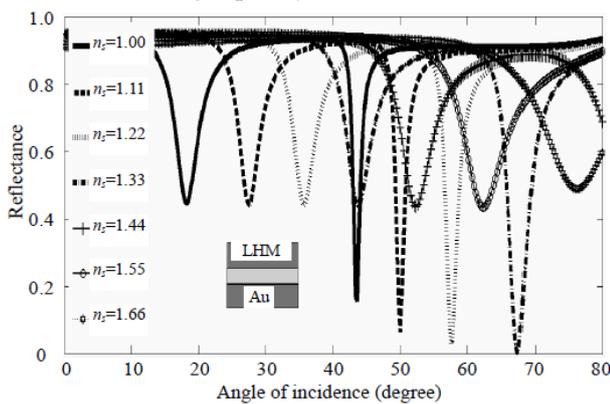


Fig. 2 Simulated SPR curves with different refractive indexes of sensing layer (thickness 385 nm) stacked between Au the layer (refractive index $\epsilon_{Au} = -21.3 + 1.34i$ thickness 40 nm) and left-handed materials (LHM) of $\{\epsilon_{LHM}, \mu_{LHM}\} = \{-33.5, -11\}$.

According to Fig. 3, it is seen that an increase in n_s from 1.33 to 1.35 leads to the best enhancement effect determined on the SPR-mode termed SP1

since we have already observed the zero-reflectance in a narrower angular range of $68^\circ - 70^\circ$.

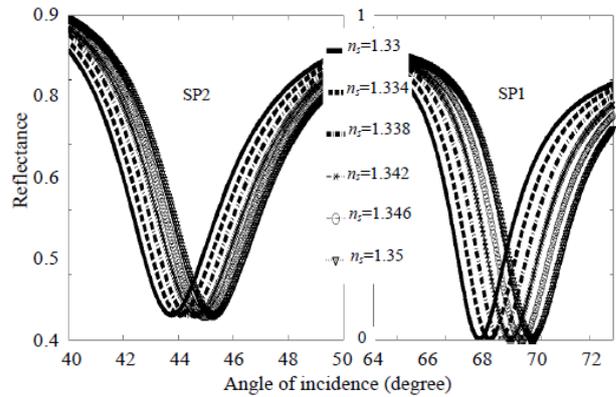


Fig. 3 Calculated p-reflectance with six different refractive indexes, n_s of the sensing layer. The other parameters are the same as in Fig. 2.

It is not the case of the SPR-mode termed SP2 which is excited at the lower angle than SP1. In other hand, when tuning the n_s , an apparent discrepancy in term of the resolution is seen on the minimum dips of SP1 and SP2.

The minimum of the intensity remains constant, i.e. $R_{SPR} = 0.44$ of the SP2 mode and where the characteristics of SP1 are $\theta_{SPR} = 67.42^\circ$, $R_{SPR} = 3 \times 10^{-5}$, D.A. = 0.313° , FWHM = 3.19° , and $Q = 43.23$ at $n_s = 1.33$. In addition, the best parameters of SPR1 are $\theta_{SPR} = 27^\circ$, D.A. = 11.11° , and $Q = 325$ which in turn measure the resonance angle with optimizing both Au and sensing layer thicknesses 70 nm and 240 nm, respectively. Guo *et al.* [28] obtained the angular sensitivity increasing as $103^\circ/\text{RIU}$ in a short range mode method, $97^\circ/\text{RIU}$ in a typical single mode method, and $70^\circ/\text{RIU}$ in a metallic method [32]. Additionally, the angular sensitivity of the SPR sensor based on prism was reported increasing from $94.66^\circ/\text{RIU}$ to $204.41^\circ/\text{RIU}$, but it went with an increase in FWHM from 2.24° to 4.36° [33].

A similar study of the reflectance is simulated for another arrangement between gold and LHM, which is depicted in Fig. 4. The data show that with an active LHM of 720-nm thickness, the reflectance takes an opposite phase compared with the first arrangement Au/analyte/LHM structure. An increase in RI, n_s in the range of 1.00 to 1.99 causes an

optical amplification of the SPR peak which is launched in a large angular range from 20° to 80°. Here we specify that an increase in the RI, n_s in the restricted range of 1.44 to 1.66 gives rise to the Goos-Hänchen effect observed on the single SPR mode whose full width at half maximum is the narrowest. This structure exhibits one single SPR mode whose maximal intensity can be manipulated on the change in RI of the sensing from 1.00 to 1.55. The Goos-Hänchen peak shift has the best parameters as $\theta_{SPR} = 41.85^\circ$, $R_{SPR} = 3939$, D.A. = $100/^\circ$ (FWHM = 0.01°), and $Q = 5134$ at $n_s = 1.55$. For the particular RI, $n_s = 1.22$, on the p-reflectance profile the structure exhibits two SPR modes with a large discrepancy between their respective intensities. The first dips denote SP1 (see left) with the parameters $\theta_{SPR} = 51.16^\circ$, $R_{SPR} = 0.0745$, D.A. = $8.33/^\circ$ (FWHM = 0.12°), and $Q = 593.1$, and the second denote SP2 (see right) with $\theta_{SPR} = 18.55^\circ$, $R_{SPR} = 0.34$, D.A. = $7.14/^\circ$ (FWHM = 0.14°), and $Q = 137.4$. The inset shows the maximum resolution (detection limit) is $D.A._{max} = 125/^\circ$ (FWHM = 0.008°).

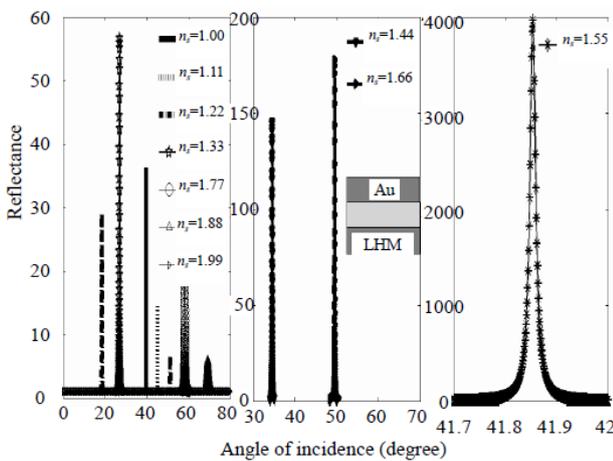


Fig. 4 Simulated SPR curves with different refractive indexes of the sensing layer (thickness 360 nm) stacked between left-handed materials (LHM), (refractive index $\{\epsilon_{LHM}, \mu_{LHM}\} = \{-33.5, -11\}$, thickness 720 nm) and the Au layer (refractive index $\epsilon_{Au} = -21.3 + 1.34i$).

From Fig. 5, the reflection efficiency of the peak increases slightly with an increase in the refractive index of the sensing layer from 1.33 to 1.55. Additionally, we can see that n_s induces the shift of

SPR from 27.04° towards a higher angle of the incident angle. One can also observe a particular influence on the reflectance intensity, as $R(\theta_{SPR} = 43.07^\circ) = 1.18 \times 10^5$ for $n_s = 1.568$, and a high quality factor is estimated to be 6000. The last issue that must be addressed is the question of the drop in the reflectance peaks for $\theta_{SPR} \geq 43.04^\circ$ for $n_s > 1.552$ of the sensing layer. This is simply due to the cut-off function of the RI associated to a nonabsorbent sensing layer. Finally, in the conditions of the parameters specified in left Fig. 5, a linear fit is predicted for SPR in RI change 1.33 to 1.42, i.e. the parameters linearity with equation as $\theta_{SPR} = 70.136 \times n_s - 66.244(^\circ)$. And $Q = 1000 \times n_s - 1005$.

With error ± 0.009 , $\pm 7.54 \times 10^{-13}$ respectively and quadratic equation as $R_{SPR} = 3330.4 \times n_s^2 - 8548 \times n_s + 5535.4$ at $n_s > 1.43$ (right Fig. 5), the linearity equation of the resonance angle is $\theta_{SPR} = 67.72 \times n_s - 63.13$ with error ± 0.0095 , and other parameters of SPR are nonlinearity.

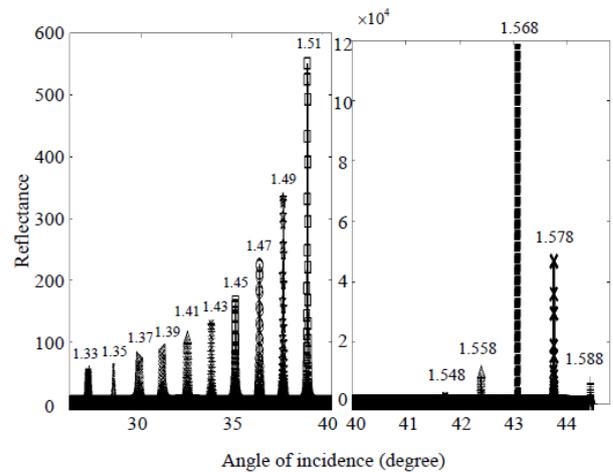


Fig. 5 Calculated reflectance for different refractive indexes of the sensing layer with different refractive indexes of the sensing layer, $n_s = 1.33, 1.35, 1.37, 1.39, 1.41, 1.43, 1.45, 1.47, 1.49, 1.51, 1.548, 1.558, 1.568, 1.578, \text{ and } 1.588$. The other parameters are the same with those in Fig. 4.

In the ATR technique with a BK7-prism, the response of the multilayer configuration based on Au as an active metal and LHM-bulk and mediated with GaAs predicts an optical amplification that can be turned on the variation of RI. This amplification measured versus the incident angle is correlated to

the SPR mode excited around the incident angle of 41.830° . The above effect was observed by the authors of [34] where the obtained optical amplification did not exceed 10^3 . The experimental use helps realize applications in precise processing and sensors. It was reported in [35] that the Goos-Hànchen shift was also sensitive to the change in refractive index and could be used as a different mechanism for sensing. In Figs. 4 and 5, the shift in the resonance angle for a variation $\Delta n_s = 0.004$ remains constant in angular sensitivity that is in the order of $66^\circ/\text{RIU}$.

4. Conclusions

The sensing properties evaluated from the reflectance curves on two arrangements between gold and LHM are investigated theoretically. Based on the simulated results, it has been shown that under the effect of RI of the sensing medium, gold as an active medium favors the presence of a high resolution required in biosensing. In appropriate conditions of the multilayer thicknesses, a single SPR of a giant intensity up to 10^4 is sustained by the structure through the sensing medium of RI as 1.558. The later expected due to the Goos-Hànchen effect confirms the functionality of the structure to operate as an optical amplifier and an active tunable filter.

Open Access This article is distributed under the terms of the Creative Commons Attribution 4.0 International License (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided you give appropriate credit to the original author(s) and the source, provide a link to the Creative Commons license, and indicate if changes were made.

References

- [1] X. Y. Dai, L. Y. Jiang, and Y. J. Xiang, "Tunable THz angular/frequency filters in the modified Kretschmann-Raether configuration with the insertion of single layer graphene," *IEEE Photonics Journal*, 2015, 7(2): 1–8.
- [2] Y. A. Akimov and W. S. Koh, "Resonant and nonresonant plasmonic nanoparticle enhancement for thin-film silicon solar cells," *Nanotechnology*, 2010, 21(23): 235201.
- [3] Y. A. Akimov, K. Ostrikov, and E. P. Li, "Surface plasmon enhancement of optical absorption in thin-film silicon solar cells," *Plasmonics*, 2009, 4(2): 107–113.
- [4] F. F. Ren, K. W. Ang, J. F. Song, Q. Fang, M. B. Yu, G. Q. Lo, *et al.*, "Surface plasmon enhanced responsivity in a waveguided germanium metal-semiconductor-metal photodetector," *Applied Physics Letters*, 2010, 97(9): 091102-1–091102-3.
- [5] L. Tang, S. E. Kocabas, S. Latif, A. K. Okyay, D. S. Ly-Gagnon, K. C. Saraswat, *et al.*, "Nanometre-scale germanium photodetector enhanced by a near-infrared dipole antenna," *Nature Photonics*, 2008, 2(4): 226–229.
- [6] B. Rothenhausler and W. Knoll, "Surface plasmon microscopy," *Nature*, 1988, 332(6165): 615–617.
- [7] R. C. Jorgenson and S. S. Yee, "A fiber-optic chemical sensor based on surface plasmon resonance," *Sensors & Actuators B–Chemical*, 1993, 12(3): 213–220.
- [8] C. Nylander, L. Bo, and T. Lind, "Gas detection by means of surface plasmons resonance," *Sensors & Actuators*, 1982, 3(82): 79–88.
- [9] L. Bo, C. Nylander, and I. Ljunstrom, "Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing," *Sensors & Actuators*, 1983, 4(83): 299–304.
- [10] E. Kretschmann and H. Raether, "Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light," *Zeitschrift Für Naturforschung A*, 1968, 23(12): 2135–2136.
- [11] J. Homola, S. S. Yee, and G. Gauglitz, "Surface plasmon resonance sensors: review," *Sensors & Actuators B–Chemical*, 1999, 54(1–2): 3–15.
- [12] J. Homolar, *Surface plasmon resonance based sensors series on chemical sensors and biosensors*. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 2006: 1–251.
- [13] X. D. Hoa, A. G. Kirk, and M. Tabrizian, "Towards integrated and sensitive surface plasmon resonance biosensors: a review of recent progress," *Biosensors & Bioelectronics*, 2007, 23(2): 151–160.
- [14] P. K. Maharana and R. Jha, "Chalcogenide prism and graphene multilayer based surface plasmon resonance affinity biosensor for high performance," *Sensors & Actuators B–Chemical*, 2012, 169(13): 161–166.
- [15] H. S. Leong, J. Guo, R. G. Lindquis, and Q. H. Liu, "Surface plasmon resonance in nanostructured metal films under the Kretschmann configuration," *Journal of Applied Physics*, 2009, 106(12): 124314-1–124314-5.
- [16] V. G. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ," *Soviet Physics Uspekhi*, 1968, 10(4): 509–514.

- [17] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetic from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 1999, 47(11): 2075–2084.
- [18] M. Schueler, C. Mandel, M. Puentes, and R. Jakoby, "Metamaterial inspired microwave sensors," *IEEE Microwave Magazine*, 2012, 13(2): 57–68.
- [19] T. Chen, S. Y. Li, and H. Sun, "Metamaterials application in sensing," *Sensors*, 2012, 12(3): 2742–2765.
- [20] J. J. Yang, M. Huang, H. Tang, J. Zeng, and L. Dong, "Metamaterial Sensors," *International Journal of Antennas and Propagation*, 2013, 2013(4): 1–16.
- [21] A. Upadhyay, Y. K. Prajapati, V. Singh, and J. P. Saini, "Sensitivity estimation of metamaterial loaded planar waveguide sensor," *Optical and Quantum Electronics*, 2015, 47(7): 2277–2287.
- [22] A. Upadhyay, Y. K. Prajapati, V. Singh, and J. P. Saini, "Comprehensive study of reverse index waveguide based sensor with metamaterial as a guiding layer," *Optics Communications*, 2015, 348: 71–76.
- [23] N. I. Zheludev, "The road ahead for metamaterials," *Science*, 2010, 328(5978): 582–583.
- [24] S. Pal, Y. K. Prajapati, J. P. Saini, and V. Singh, "Resolution enhancement of optical surface plasmon resonance sensor using metamaterial," *Photonic Sensors*, 2015, 5(4): 330–338.
- [25] S. Pal, Y. K. Prajapati, J. P. Saini, and V. Singh, "Sensitivity enhancement of metamaterial-based SPR biosensor for NIR," *Optica Applicata*, 2016, 46(1): 131–143.
- [26] Y. K. Prajapati, A. Yadav, A. Verma, V. Singh, and J. P. Saini, "Effect of metamaterial layer on optical surface plasmon resonance sensor," *Optik—International Journal for Light and Electron Optics*, 2013, 124(18): 3607–3610.
- [27] M. Yamamoto, "Surface plasmon resonance (SPR) theory: tutorial," *Encyclopedic Reference of Immunotoxicology*, 2010, 14(4): 388–398.
- [28] J. Guo, P. D. Keathley, and J. T. Hastings, "Dual-mode surface-plasmon-resonance sensors using angular interrogation," *Optics Letters*, 2008, 33(5): 512–514.
- [29] S. Szunerist, X. Castel, and R. Boukherroub, "Surface plasmon resonance investigation of silver and gold films coated with thin indium tin oxide layers: Influence on stability and sensitivity," *Journal of Physical Chemistry C*, 2008, 112(40): 15813–15817.
- [30] A. D. Rakic, A. B. Djuricic, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, "Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices," *Applied Optics*, 1998, 37(22): 5271–5283.
- [31] S. M. Xiao, V. P. Drachev, A. V. Kildishev, X. J. Ni, U. K. Chettiar, H. K. Yuan, *et al.*, "Loss-free and active optical negative-index metamaterials," *Nature*, 2010, 466(7307): 735–738.
- [32] K. M. Byun, S. J. Kim, and D. Kim, "Grating-coupled transmission-type surface plasmon resonance sensors based on dielectric and metallic gratings," *Applied Optics*, 2007, 46(23): 5703–5708.
- [33] G. Gupta and J. Kondon, "Tuning and sensitivity enhancement of surface plasmon resonance sensor," *Sensors & Actuators B—Chemical*, 2007, 122(2): 381–388.
- [34] N. Goswami, A. Saha, and A. Ghosh, "Optical amplification with surface plasmon resonance and total internal reflection in gold nanostructure with BK7 parallel slab," *International Journal of Chemtech Research*, 2014, 7(3): 1148–1153.
- [35] X. Yin, L. Hesselink, H. Chin, and D. A. B. Miller, "Temporal and spectral nonspecularities in reflection at surface plasmon resonance," *Applied Physics Letters*, 2006, 89(4): 041102-1–041102-3.

PAPER

Sensitivity enhancement of a surface plasmon resonance sensor using porous metamaterial layers

To cite this article: Abdellatif Cherifi and Benamar Bouhafs 2017 *Mater. Res. Express* 4 125009

View the [article online](#) for updates and enhancements.

Related content

- [An SPR-based sensor with an extremely large dynamic range of refractive index measurements in the visible region](#)
Akhilesh K Mishra, Satyendra K Mishra and Rajneesh K Verma
- [Low index dielectric mediated surface plasmon resonance sensor based on graphene for near infrared measurements](#)
Pradeep Kumar Maharana, Triranjita Srivastava and Rajan Jha
- [Theoretical understanding of an alternating dielectric multilayer-based fiber optic SPR sensor and its application to gas sensing](#)
A K Sharma and G J Mohr



PAPER

Sensitivity enhancement of a surface plasmon resonance sensor using porous metamaterial layers

RECEIVED
29 March 2017REVISED
2 November 2017ACCEPTED FOR PUBLICATION
20 November 2017PUBLISHED
5 December 2017Abdellatif Cherifi¹ and Benamar Bouhafs

Theoretical Physics Laboratory, Faculty of Sciences, Physics Department, University of Tlemcen, Tlemcen 13000, Algeria

¹ Author to whom any correspondence should be addressed.E-mail: Cherifi_physics@yahoo.com

Keywords: SPR device, effective medium, porous metamaterials, sensitivity enhancement

Abstract

In this work, the surface plasmon resonance (SPR) device with two porous left handed metamaterial (LHM) layers separated by an insulator gap, is investigated. The effect of the insulator gap thickness and its refractive index (RI) on the angular response of the device is analyzed. The results show that the sensitivity of the SPR sensor is enhanced compared to the standard SPR sensors. Here, the multilayer structure is probed with 738 nm-wavelength, and electromagnetic properties of active porous LHM layers are described from the effective medium theory (EMT). Furthermore, in the increase of the porosity from 0 to 0.6, the designed nanocavity exhibits a fundamental SPR mode long-range (LR) type and it can be of interest in high-performance SPR sensing.

1. Introduction

Noble metals, doped silicon and metamaterials have been extensively used to couple photons energy with collective oscillations of free electrons abundant on metallic surfaces [1–4]. To enhance efficiently and control this coupling process, an interface between a thin metallic layer of ~50 nm thickness and a dielectric must be probed by means of *p*-polarized light through adequate coupling devices [5–7]. A key advantage of the above conventional configuration [6, 8], over other alternative geometries [9–12], is the fact that light at visible and near infrared frequencies can be confined at the diffraction limit [13, 14]. Furthermore, the rate of the coupling energy which is the signature of SP modes excitation, is sensitive to both thickness of the metal and RI of the associated media [15]. According to this property, multilayer systems made of silver, gold and composite materials were investigated both experimentally and theoretically [16–18]. The coupling process is associated to SP generation that characterizes the sensing properties of SPR sensors, and it can be analyzed either as a function of the incidence angle (angular interrogation) of light beam of fixed wavelength, λ or as a function of wavelength (spectral interrogation) with fixed incidence angle [19, 20]. The phase interrogation mode has been used by HP. To enhance the performance of SPR sensors, several strategies were reported in the literature [21–24]. For example, Saarinen *et al* [25] demonstrated the advantage of combining high and low porosity layers mediated silicon substrate to boost the performance of the SPR system.

Here, a similar objective is aimed with a different choice of active materials, parameter conditions and position of the sensing medium. By tuning the porosity, and RI of the sensing medium (termed insulator gap), we demonstrate the potential of the planar porous-nanocavity based LHM. This gives the opportunity of achieving high Q-single SPR compared to existing sensors [3, 26].

The paper is organized as follows. Section 2 reports the theory and parameters specific to the media that constitute the adopted device. In section 3, numerical simulations are performed and the results compared with typical SPR devices and finally the paper ends with a conclusion.

2. Theory and plasmonic device parameters

Figure 1(a) illustrates a schematic view of the plasmonic device, with four layers stacked along the *z*-axis. An insulator gap layer with RI, n_g and width, d_g is surrounded by two semi-infinite left-handed metamaterials (LHMs). The active media are characterized by an electric permittivity, $\epsilon_{\text{LHM}}(\lambda) = -33.5$ and magnetic

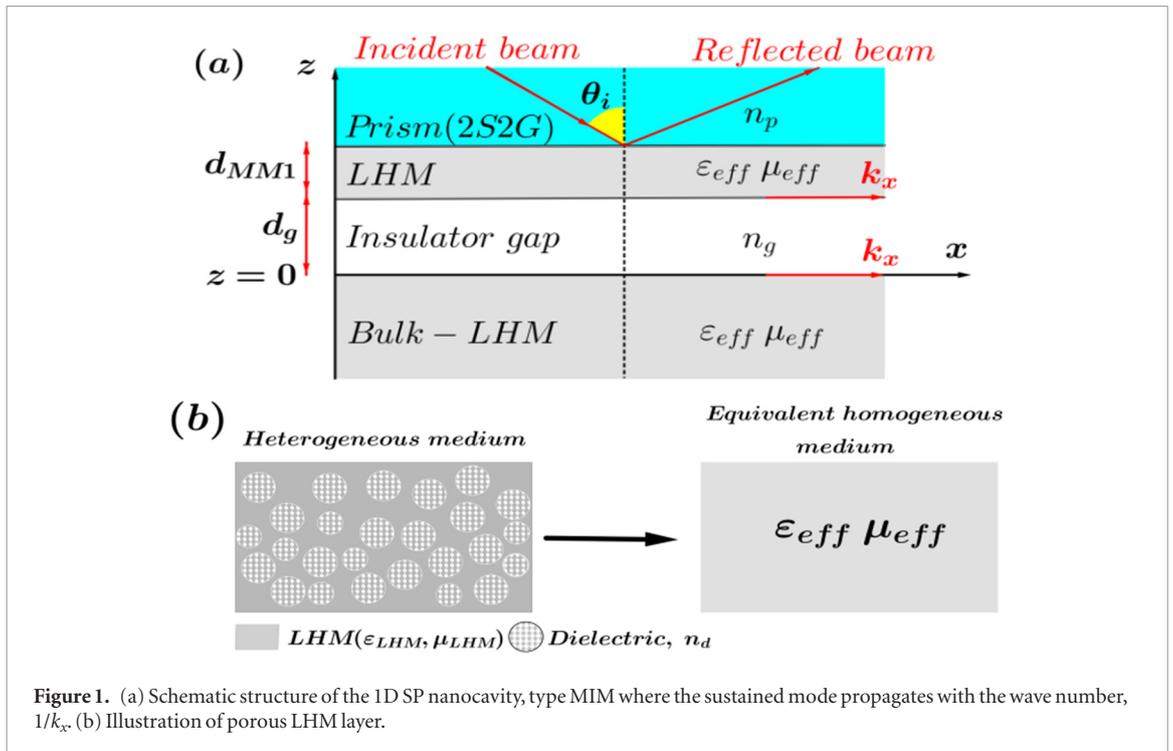


Figure 1. (a) Schematic structure of the 1D SP nanocavity, type MIM where the sustained mode propagates with the wave number, $1/k_x$. (b) Illustration of porous LHM layer.

permeability, $\mu_{\text{LHM}}(\lambda) = -11$ taken from [27]. To theoretically analyze the performance of an SPR sensor, the proposed LHM-Insulator gap-LHM nanocavity is placed on the base of a (2S2G)-glass prism, with RI, $n_p = 2.31$ [28]. Thus, the incident light of wavelength, $\lambda = 738$ nm, under an angle, $\theta > \theta_{\text{cr}}$ (critical angle), passes through the prism and then totally reflected on its base. As a result, the absorbed light energy within the active LHM creates in turn the evanescent wave (related to an SPR phenomenon) which propagates along the prism-LHM interface and reaches the insulator gap layer.

To predict the SPR profile, the reflected light intensity of *P*-polarized incident beam is investigated as a function of the incident angle, θ using the transfer-matrix method [29, 30]. This formalism was described in details elsewhere [31] to simulate the sensing properties of an alternative multilayer stacking under similar conditions to those reported here.

In considering a porous-LHM layer (see figure 1(b)), we considered an approach for the inclusion of distributed pores of RI, $n_d = \sqrt{\varepsilon_d}$ based on the general model of Maxwell-Garnet [32] according to the Lewin approximation. In this model, the effective permittivity, ε_{eff} and permeability, μ_{eff} are given by:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_{\text{LHM}} \left(1 + 3 \frac{\varepsilon_d - \varepsilon_{\text{LHM}}}{\varepsilon_d + 2\varepsilon_{\text{LHM}} - (\varepsilon_d - \varepsilon_{\text{LHM}}) \varnothing} \right) \quad (1)$$

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_{\text{LHM}} \left(1 + 3 \frac{\mu_d - \mu_{\text{LHM}}}{5\mu_d - 2\mu_{\text{LHM}} + 2(\mu_d - \mu_{\text{LHM}}) \varnothing} \right) \quad (2)$$

where \varnothing stands for the porosity. This choice is initiated by two reasons: (i) the resultant effective parameters are unchanged when the two components of the mixture are interchanged, and (ii) this approach seems to be in agreement with experimental data according to Doyle and Jacobs [33]. Here, two media (SiO_2 , $n_d = 1.54$ [34]), and (SiC , $n_d = 2.56$ [35]) filling the pores are considered. In addition, the insulator gap once is the CaF_2 ($n_g = 1.43$ [36]) or a dielectric spacer of RI covering the range from 1.0 to 2.03.

3. Results and discussion

To highlight the effect of the optical nature of the medium filling the pores, we examined the cases with SiO_2 and SiC . By increasing the porosity from 0 to 1, we find that the composite material exhibits a similar behavior as LHM (see figure 2(a)). The parameters, ε_{eff} and μ_{eff} remain simultaneously negative. Figure 2(b) shows that the optical constant, ε_d of the medium filling the pores does not exhibit a clear influence on ε_{eff} and μ_{eff} while increasing the porosity, \varnothing .

Since the porosity affects the two fundamental parameters, ε_{eff} and μ_{eff} , it is useful to study its influence on the angular *P*-reflectance of the SPR sensor. Figure 3 shows the *P*-reflectance curve (with SiO_2 , $d_{\text{LHM}} = 20$ nm, $d_{\text{CaF}_2} = 180$ nm, $\lambda = 738$ nm) versus incidence angle according to the transfer matrix method. First, it can be observed that the sharp resonance angle is strongly sensitive to the porosity adjusted from 0 to 0.4. Second, SPR

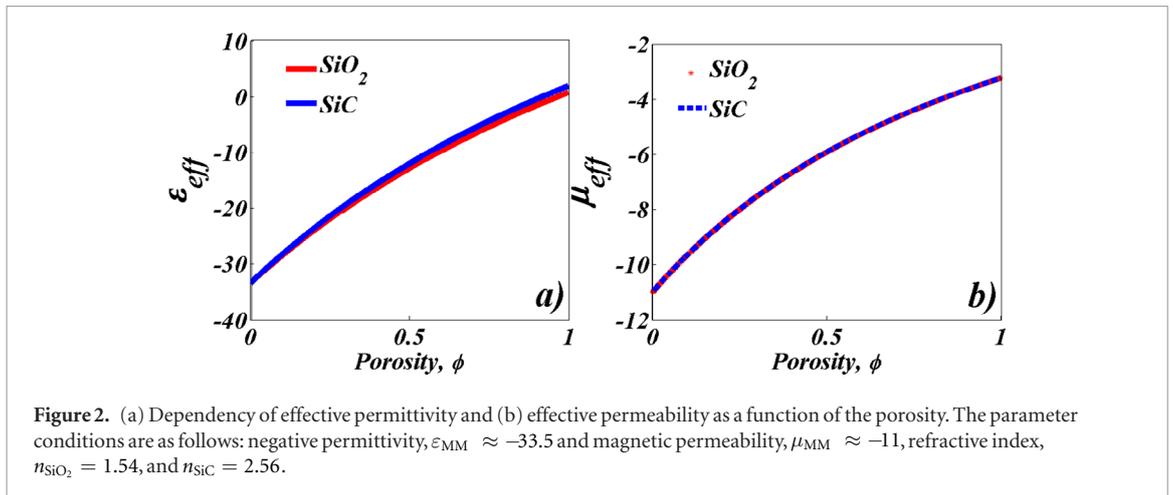


Figure 2. (a) Dependency of effective permittivity and (b) effective permeability as a function of the porosity. The parameter conditions are as follows: negative permittivity, $\epsilon_{MM} \approx -33.5$ and magnetic permeability, $\mu_{MM} \approx -11$, refractive index, $n_{\text{SiO}_2} = 1.54$, and $n_{\text{SiC}} = 2.56$.

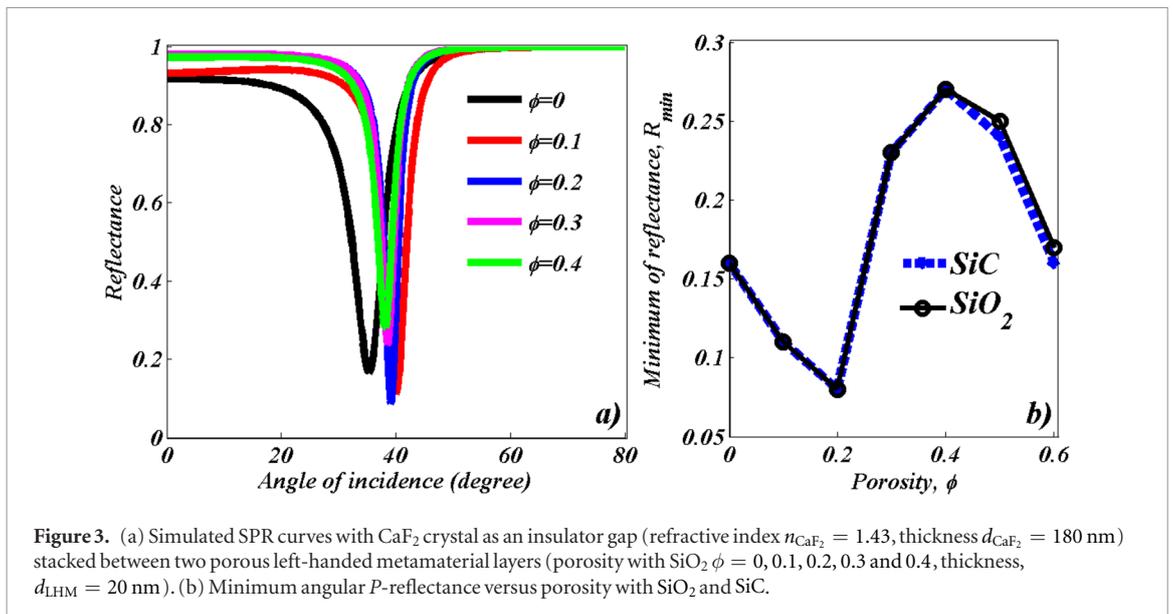


Figure 3. (a) Simulated SPR curves with CaF_2 crystal as an insulator gap (refractive index $n_{\text{CaF}_2} = 1.43$, thickness $d_{\text{CaF}_2} = 180$ nm) stacked between two porous left-handed metamaterial layers (porosity with SiO_2 $\phi = 0, 0.1, 0.2, 0.3$ and 0.4 , thickness, $d_{\text{LHM}} = 20$ nm). (b) Minimum angular P -reflectance versus porosity with SiO_2 and SiC .

sensor based porous-LHM, supports a single mode around the incidence angle of 38.8° where the peak intensity drops to the lowest value 0.086 for a porosity of 0.2. Under such conditions, we achieved a detection accuracy, $D.A = 1/\Delta\theta_{0.5} = 0.373/^\circ$ and quality factor, $Q = \left(\frac{\tan\theta_{\text{SPR}}}{\Delta\theta_{0.5}}\right)$ of 42. Here, $\Delta\theta_{0.5}$ denotes angular half-width at 50% P -reflectance.

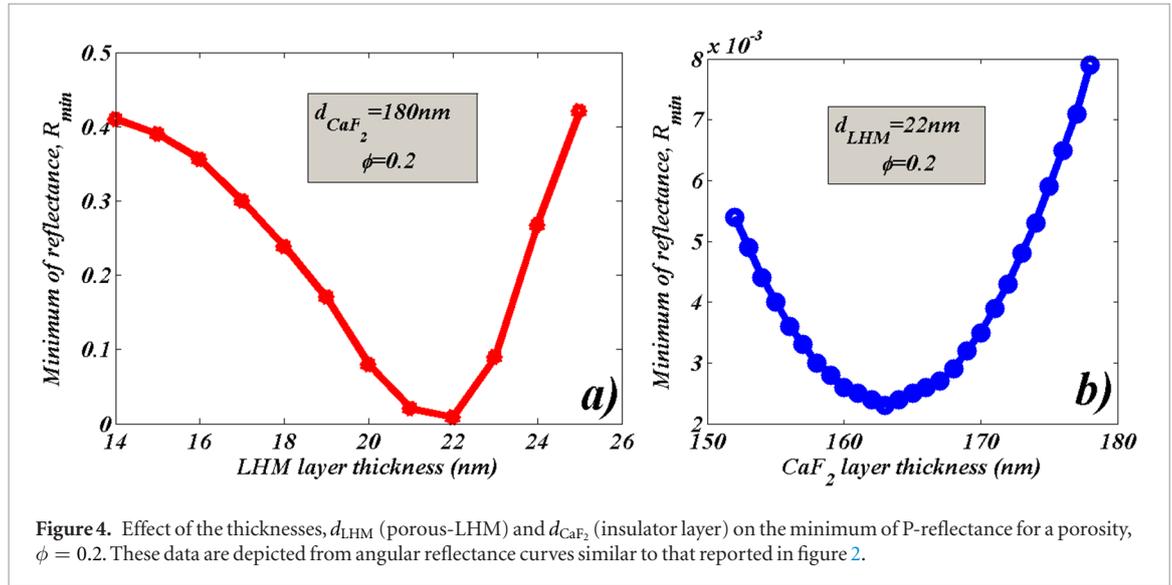
The angular P -reflectance curves shown in figure 3(a) indicate that the increase of porosity shifts the resonance dip to a narrower angular range and reduces the full width at half maximum ($\text{FWHM} = \Delta\theta_{0.5}$). In addition, figure 3(b) shows that the dip depth is significantly changed but without a significant difference for SiO_2 and SiC . The obtained performance parameters specific to the proposed porous-LHM nanoacavity are recapitulated in table 1. Recently, Meng *et al* [37] reported a similar study by considering porosity in silica film demonstrating the ability to improve sensitivity enhancement of SPR sensor.

To emphasize the effect of thicknesses, d_{CaF_2} and d_{LHM} on the P -reflectance curves, we display the results in figure 4. By taking, $d_{\text{CaF}_2} = 180$ nm, as an arbitrary value, the minimum of P -reflectance that drops at the resonance angle 39.8° , is predicted (see figure 4(a)) for, $d_{\text{LHM}} = 22$ nm with a porosity of 0.2. The adopted medium filling the pores is SiO_2 . A similar analysis on the minimum P -reflectance that drops at the resonance angle of 39.87° , is presented in figure 4(b), where the thickness of LHM is set to be 22 nm. Thus, the critical thickness of the insulator gap suitable for generating a strong excitation of the SPs, is $d_{\text{CaF}_2} = 163$ nm. Finally, the best performance parameters are, the minimum of P -reflectance: $R(\theta_{\text{SPR}}) = 0.0023$ and $Q = 11.25$. Hence, by varying, d_{LHM} in the range of 14–25 nm, the minimum of P -reflectance can be predicted in the

form: $R(\theta_{\text{SPR}}) = \sum_{i=1}^{11} P_i \times (d_{\text{PLHM}})^{|i-11|}$ within an accuracy of ± 0.04 , where the coefficients, P_i are: $P_1 = 2.0599 \times 10^{-8}$, $P_2 = -4.26 \times 10^{-6}$, $P_3 = 3.9 \times 10^{-6}$, $P_4 = -0.02$, $P_5 = 0.763$, $P_6 = -18.74$, $P_7 = 308.75$, $P_8 = -3515.9$, $P_9 = 26116$, $P_{10} = -1.14 \times 10^5$, $P_{11} = 2.23 \times 10^5$.

Table 1. The performance parameters specific to the porous LHM nanocavity in the conditions of figure 3.

Porosity	Resonance angle, (°)	Depth of dip	FWHM(°)	D.A (/'°)
0	35.32	0.166	14.52	0.068
0.1	40.13	0.110	3.97	0.252
0.2	39.06	0.086	2.68	0.373
0.3	28.53	0.237	2.26	0.442
0.4	38.26	0.280	2.46	0.406

**Figure 4.** Effect of the thicknesses, d_{LHM} (porous-LHM) and d_{CaF_2} (insulator layer) on the minimum of P-reflectance for a porosity, $\phi = 0.2$. These data are depicted from angular reflectance curves similar to that reported in figure 2.

As for the insulator gap thickness which was assumed to be CaF_2 (RI: $n_s < n_p$), when it is turned from 152 nm to 190 nm, the minimum of P-reflectance satisfies the fitting quadratic form $R(\theta_{\text{SPR}}) = 2.483 \times 10^{-5} d_{\text{CaF}_2}^2 - 0.0081 d_{\text{CaF}_2} + 0.66$ within an accuracy of ± 0.00014 .

Let us consider now the angular sensitivity of the porous-SPR sensor in response to a change in the RI of the insulator gap. It is well known that with conventional SPR sensors and multilayer configurations [38–40] for sensing applications, the resonance angle depends strongly to the RI of media in contact with the active materials. The previous analysis is completed by considering the P-reflectance curves versus incidence angle in figure 5(a) for various RI in the range from 1 to 2.03 of the insulator gap. The obtained performance parameters are listed in table 2.

This is a typical range for RI variation covering both bio-and chemical sensing cases [1, 31]. Based on the optimized thicknesses, $d_{\text{LHM}} = 22$ nm and $d_g = 163$ nm, (figure 5(a)), with the increase of the RI of the sensing layer, the SPR shifts from 26.76° towards higher angles and its FWHM widens. Otherwise, as RI, n_g of the insulator gap tends towards that of the coupler; the width of the angular P-reflectance becomes slightly larger with an increase in the intensity of the dip depth. According to these results, using the structural parameters, $\lambda = 738$ nm, $d_{\text{LHM}} = 22$ nm, $d_g = 163$ nm, $\phi = 0.2$, the considered porous-LHM SPR sensor exhibits a high sensitivity to changes in RI from 1 to 1.53. In this range, the proposed device is found to give narrower resonance curves, and lowest point of the minimum P-reflectance that means a complete transfer of energy from incident light to SP occurs. Finally, in these optimized parameters, the resonance angle change versus the RI is depicted in figure 5(b). For a sensing medium of RI, $n_g \geq 1.63$, the FWHM widens gradually, and the minimum of P-reflectance at the resonance angle slightly increases. Hence, the relationships between angular sensitivity of the system, and FWHM on RI of the sensing medium satisfy the fitting quadratic forms: $\theta_{\text{SPR}} = (8.7143n_g^2 + 8.8026n_g + 9.4317) \pm 0.47^\circ$ and $\Delta\theta_{0.5} = \sum_{i=1}^{10} P_i \times (n_g)^{|i-10|} \pm 0.088^\circ$, where the coefficients, P_i are $P_1 = 34850$, $P_2 = -4.6978 \times 10^5$, $P_3 = 2.7968 \times 10^6$, $P_4 = -9.6517 \times 10^6$, $P_5 = 2.1275 \times 10^7$, $P_6 = -3.3.1063 \times 10^7$, $P_7 = 3.0038 \times 10^{-7}$, $P_8 = -1.8551 \times 10^7$, $P_9 = 6.6388 \times 10^6$, $P_{10} = -1.089 \times 10^6$. The corresponding minimum of P-reflectance is $R(\theta_{\text{SPR}}) = \sum_{i=1}^{10} P_i \times (n_g)^{|i-10|} \pm 0.002$, where the coefficients the coefficients P_i are: $P_1 = 13.739$, $P_2 = -178.52$, $P_3 = 1018.5$, $P_4 = -3345$, $P_5 = 6961.3$, $P_6 = -9504$, $P_7 = 8495.8$, $P_8 = -4783.1$, $P_9 = 1533.9$, $P_{10} = -212.51$. However, beyond RI = 1.63, the structure sustains a single SPR mode with slightly increasing FWHM. This characteristic means that the porous nanocavity based on LHM works in a similar way as the conventional configuration, i.e. a plasmonic filter with the ability of selecting two different regions where the enhanced sensitivity is much better compared to graphene multilayer [26] or

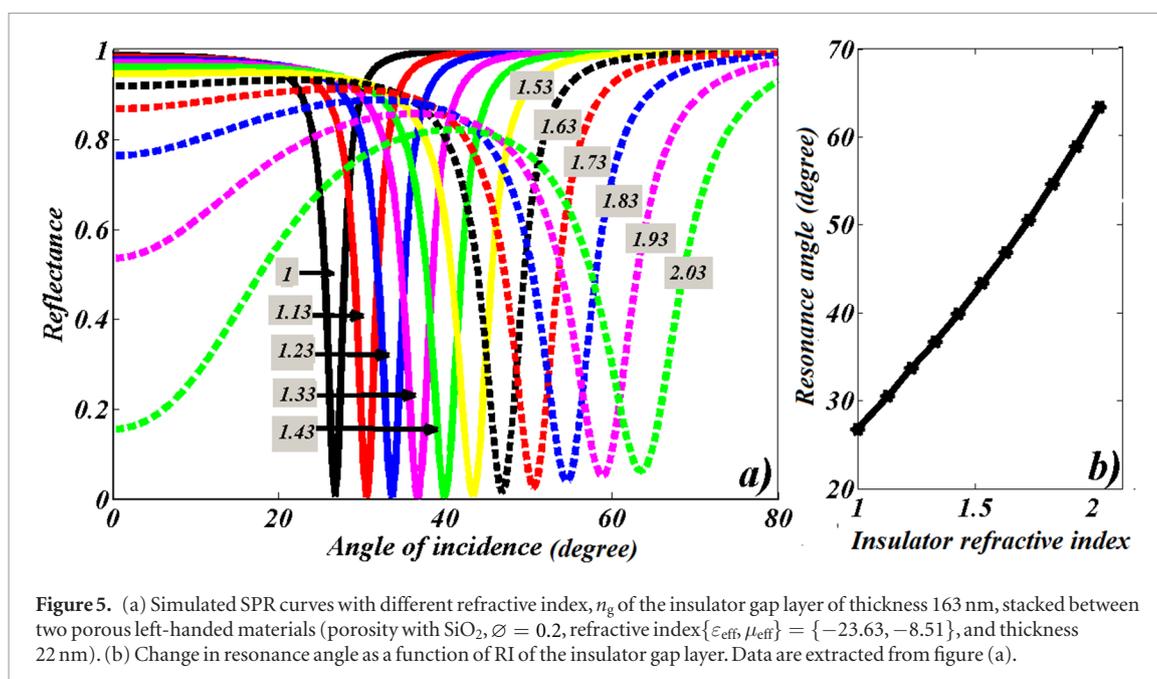


Table 2. The SPR features versus RI of the insulator gap. Data are extracted from P - reflectance spectra of the proposed multilayer sensor in the conditions of figure 5(a).

n_d	1.00	1.1	1.23	1.33	1.43	1.53	1.63	1.73	1.83	1.93	2.03
θ_{SPR}	26.76	30.5	33.71	36.66	39.78	43.34	46.82	50.57	54.58	58.86	63.41
$R_{\text{SPR}} \times 10^{-2}$	0.59	0.46	0.53	0.15	0.23	0.7	1.5	2.5	3.8	5.1	6.2
$\Delta\theta_{0.5}$	2.38	2.84	3.23	3.7	4.2	4.84	5.56	6.49	8.6	9.09	11.05

MoS_2 nanosheet [24]. Recently, Sharma *et al* [41] have studied theoretically an alternative way to reach a higher sensitivity in a restricted range of RI.

4. Conclusion

The SPR device with porous LHM layers has been investigated theoretically. It is shown that an insulator gap layer provides the possibility to tune the P -reflectance ‘characteristics of the SPR sensor. By considering the effects of porosity with SiO_2 or SiC , and thicknesses of the media, the single LR-SPR mode that sustains the proposed device has a close resemblance with the SP of noble metals such as Ag and Au. The adopted strategy that leads to improve sensitivity of SPR can be considered as a new way for SPR users to develop photonic applications.

Acknowledgements

The present work is partially supported by the Department of Physics-Faculty of Sciences, Tlemcen (Algeria), under the CNEPRU-research project which is oriented by Pr. B. Bouhafs.

References

- [1] Szunerits S, Castel X and Boukherroub R 2008 Surface plasmon resonance investigation of silver and gold films coated with thin indium tin oxide layers: influence on stability and sensitivity *J. Phys. Chem. C* **112** 15813–7
- [2] Lee Y K, Jang D H, Lee K S, Kim W M and Sohn Y S 2013 Enhancing performance of miniaturized surface plasmon resonance sensor in the reflectance detection mode using a waveguide-coupled bimetallic chip *Nanoscale Res. Lett.* **8** 344
- [3] Pal S, Prajapati Y K, Saini J P and Singh V 2015 Resolution enhancement of optical surface plasmon resonance sensor using metamaterials *Photonic Sensos* **5** 330–8
- [4] Chen Y B 2009 Development of mid-infrared surface plasmon resonance based sensors with highly doped silicon for biomedical and chemical applications *Opt. Express* **17** 3130–40
- [5] Lin K, Lu Y, Chen J, Zheng R, Wang P and Ming H 2008 Surface Plasmon resonance hydrogen based on metallic grating with high sensitivity *Opt. Express* **16** 18599–603
- [6] Homola J, Yee S S and Gauglitz G 1999 Surface plasmon resonance sensors: review *Sensors Actuators B* **54** 3–15
- [7] Kumar S, Gupta V, Sharma G, Yadav G C and Singh V 2016 Investigation of silicon carbide based optical fiber coupled surface plasmon resonance sensor *Silicon* **8** 533–9
- [8] Kretschmann E and Raether H 1968 Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light *Z. Nat.forsch. A* **23** 2135–6

- [9] Kong X T, Yan W G, Li Z B and Tian J G 2012 Optical properties of metal-multi-insulator-metal plasmonic waveguides *Opt. Express* **20** 12133–46
- [10] Berini P 2009 Long-range surface plasmon polaritons *Adv. Opt. Photon.* **1** 484–588
- [11] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Dereux E and Ebbesen T W 2012 Channel plasmon-polariton guiding by subwavelength metal groove *Phys. Rev. Lett.* **7** 93–8
- [12] Yun B, Hu G and Cui Y 2010 Resonant mode analysis of the nanoscale surface plasmon polariton waveguide filter with rectangle cavity *Plasmonics* **8** 267–75
- [13] Barnes W L, Dereux A and Ebbesen T W 2003 Surface plasmon subwavelength optics *Nature* **424** 824–30
- [14] Gramotnev D K and Bozhevolnyi S I 2010 Plasmonics beyond the diffraction limit *Nat. Photon.* **4** 83–91
- [15] Yuan Y and Dai Y 2014 A revised LRSPR sensor with sharp reflection spectrum *Sensors* **14** 16664–71
- [16] Liu Y, Zhou F, Yao B, Cao J and Mao Q 2013 High-extinction-ratio and low-insertion loss Plasmonic filter with coherent coupled nanocavity array in a MIM waveguide *Plasmonics* **8** 1035–41
- [17] Wen K, Yan L, Pan W, Luo B, Guo Z, Guo Y and Luo X 2013 Design of plasmonic Comb-Like filters using loop-based resonators *Plasmonics* **8** 1017–22
- [18] Sekkat Z, Hayashi S, Nesterenko D V, Rahmouni A, Refki S, Ishitobi H, Inouye Y and Kawata S 2016 Plasmonic coupled modes in metal-dielectric multilayer structures: fano resonance and giant field enhancement *Opt. Express* **24** 20080–8
- [19] Homola J 1997 On the sensitivity of surface plasmon resonance sensors with spectral interrogation *Sensors Actuators B* **41** 207–11
- [20] Chien F-C and Chen S-J 2004 A sensitivity comparison of optical biosensors based on four different surface plasmon resonance mode *Biosens. Bioelectron.* **20** 633–42
- [21] Kabashin A V, Patskovsky S and Grigorenko A N 2009 Phase and amplitude sensitivities in surface plasmon resonance bio and chemical sensing *Opt. Express* **17** 21191–204
- [22] Heng H and Wang R 2017 Electromagnetic resonant properties of metal-dielectric-metal (MDM) cylindrical microcavities *Photonic Sensors* **7** 148–56
- [23] Zheng G, Chen Y, Xu L and Lai M 2013 Optical characteristics of subwavelength metallic grating coupled porous film surface plasmon resonance sensor with high sensitivity *Optik* **124** 4725–8
- [24] Ouyang Q, Zeng S, Dinh X Q, Coquet P and Yong K T 2016 Sensitivity enhancement of MoS₂ nanosheet based surface plasmon resonance biosensor *Proc. Eng.* **140** 134–9
- [25] Sarinen J J, Weiss S M, Fauchet P M and Sipe J E 2005 Optical sensor based on resonant porous silicon structures *Opt. Express* **13** 3754–64
- [26] Verma A, Prakash A and Tripathi R 2015 Sensitivity enhancement of surface plasmon resonance biosensor using graphene and air gap *Opt. Commun.* **357** 106–12
- [27] Xiao S, Drachev V P, Kildishev A V, Ni X, Chettiar U K, Yuan H K and Shalaev V M 2010 Loss-free and active optical negative-index metamaterials *Nature* **466** 735–8
- [28] Jha R and Sharma A K 2009 Chalcogenide glass prism based SPR sensor with Ag–Au bimetallic nanoparticle alloy in infrared wavelength region *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11** 045502–9
- [29] He X Y, Wang Q J and Yu S F 2012 Analysis of dielectric loaded surface plasmon waveguide structures: transfer matrix method for plasmonic devices *J. Appl. Phys.* **111** 073108
- [30] Yuan Y, Ding L and Guo Z 2011 Numerical investigation for SPR-based optical fiber sensor *Sensors Actuators B* **157** 240–5
- [31] Cherifi A and Bouhafs B 2017 Potential of SPR sensors based on multilayer interfaces with gold and LHM for biosensing applications *Photonic Sensors* **7** 199–205
- [32] Lewin L 1947 The electrical constants of a material loaded with spherical particles *IEE-Part III: Radio and Communication Engineering* vol 94 pp 65–8
- [33] Merrill W M, Diaz E, LoRe M M, Squires M C and Alexopoulos N G 1999 Effective medium theories for artificial materials composed of multiple sizes of spherical inclusions in a host continuum *IEEE Trans. Antennas Propag.* **47** 142–8
- [34] Radhakrishnan T 1951 Further studies on the temperature variation of the refractive index of crystals *Proc. Indian Acad. Sci. A* **33** 22–34
- [35] Li H H 1980 Refractive index of silicon and germanium and its wavelength and temperature derivatives *J. Phys. Chem.* **9** 561–658
- [36] Malitson I H 1963 A redetermination of some optical properties of calcium fluoride *Appl. Opt.* **2** 1103–7
- [37] Meng Q Q, Zhao X, Lin C Y, Chen S J, Ding Y C and Chen Z Y 2017 Figure of merit enhancement of a surface plasmon resonance sensor using a low-refractive index porous silica film *Sensors* **17** 1846–56
- [38] Slavik R and Homola J 2006 Simultaneous excitation of long and short range surface plasmons in an asymmetric structure *Opt. Commun.* **259** 507–12
- [39] Matsubara K, Kawata S and Minami S 1990 Multilayer system for a high-precision surface plasmon resonance sensor *Opt. Lett.* **15** 75–7
- [40] Zekriti M, Nesterenko D V and Sekkat Z 2015 Long-range surface plasmons supported by a bilayer metallic structure for sensing applications *Appl. Opt.* **58** 2151–7
- [41] Sharma N K, Sarika S and Sajal V 2017 Surface plasmon resonance based fiber optic sensor using an additional layer of platinum: a theoretical study *Optik* **133** 43–50

Résumé. Le présent travail décrit une étude théorique adaptée à l'exploration des modes résonnants excités en polarisation transverse magnétique d'une onde électromagnétique dans différentes configurations géométriques. Pour examiner ces modes confinés le long d'une interface, nous incluons l'influence du milieu de détection en termes de son indice de réfraction et de sa largeur sub-longueur d'onde. L'approche appliquée consiste à exprimer dans une forme matricielle les relations de dépendance entre les champs électriques et magnétiques régis par les équations de Maxwell se propageant à l'entrée et à la sortie des configurations adoptées. Ainsi, la réponse des modes étant déduite, et dont les caractéristiques sont analysées sous les effets des paramètres du capteur de résonance plasmon de surface (SPR). Dans une telle étude, la résolution relative aux propriétés des interfaces à base de méta-surface et un substrat diélectrique en contact avec un environnement (analyte) repose plus particulièrement sur la contribution de la perméabilité magnétique donnant lieu à une largeur plus fine de la réponse plasmonique. Le choix de cette hypothèse revient au fait que les caractéristiques des modes sont significativement modifiées selon les propriétés des interfaces dont dépendent l'extension partielle et les longueurs de propagation des plasmons de surface (SPs) de part et d'autre de l'interface. Ainsi, il est montré qu'un capteur SPR à base d'une interversion entre l'Or et un méta-surface admet un potentiel remarquable permettant d'atteindre une amplification optique extraordinaire contrôlable. Une telle limite d'exaltation n'a pas été atteinte au moyen de capteurs standard à base de métaux nobles en configurations mono ou multicouches ou encore avec un réseau de nanoparticules.

Mots clés : Modes confinés, Capteur de résonance plasmon de surface, Largeur sub-longueur d'onde, Métasurface

Abstract. The present work describes a theoretical study adapted for exploring the resonant modes excited in TM-polarization of an electromagnetic light beam, using various geometrical configurations. To examine the properties of confined modes traveling along an interface, we include the effect of a sensing medium in terms of its refractive index and width. The applied approach consists of writing the dependency between electric and magnetic fields, governed by Maxwell's equations in a matrix form, that propagate at both the first and the last medium of the adopted structure. Thus, after deducting the response's modes, their features are analyzed under effects of the parameters change of the SPR sensor. In such study, the relative resolution to the interfaces based metamaterial and dielectric substrates in contact with analyte relates particularly on the contribution of the magnetic permeability that can give rise to a narrowest full width at half maximum of the plasmon response. In this hypothesis, characteristics of the resonant modes are significantly affected to interface properties that depend the spatial extension and propagation lengths of SPs on either side of the interface. Furthermore, it is shown that an SPR sensor based on interchanging between gold and metamaterial layers admits remarkable potential leading to achieve an extraordinary optical amplification. Such a limit highly required in SPR sensor was not achieved by means of standard sensors based on noble metals (mono or multilayer configurations) or also with nanoparticle arrays.

Key Words: Confined modes, Surface Plasmon resonance sensor, Subwavelength scale, metamaterial

المخلص

يصف هذا العمل دراسة نظرية لإستكشاف وسائط الرنانة للبلازمونات السطحية من شعاع الضوء الكهرومغناطيسي في تكوينات هندسية مختلفة. فمن أجل تحليل خصائص الأساليب المحصورة في مسار البلازمون على سطح البنية، نقوم بدراسة تأثير وسط الإستشعار من حيث معامل الإنكسار و عرضه المقدر بطول و تحت طول الموجة. و ذلك باستعمال طريقة المصفوفة في كتابة العلاقات بين المجالات الكهربائية و المغناطيسية، التي تحكمها معادلات مكسويل، و التي تنتشر من الوسط الأول إلى الأخير للهيكل المعتمد. و هكذا نستنتج مختلف أزمات الإستجابة و مميزات أجهزة الاستشعار. و زيادة على ذلك نعتمد على واجهات تستند مواد ذات خاصية نفاذية المغناطيسية و سماحية الكهربائية سالبتين (مادة اليد اليسرى) مركزة على عازل من حيث قوة استيائها التي يمكن ان تؤدي الى قدرة عالية في تحليل البلازمون. و في هذه الفرضية تتأثر وسائط الرنانة بشكل كبير بخصائص الهندسية و البصرية للبنية. و علاوة على ذلك يبين جهاز الإستشعار نتائج ملحوظة تؤدي الى تحقيق تضخيم بصري غير عادي بالإستناد على التبادل الذهب و مادة اليد اليسرى. و في الأخير ندرس ما مدى تأثير جسيمات العازل المتناهية الصغر المحشوة في مادة اليد اليسرى المواد على قياسات جهاز الإستشعار.

مفاتيح البحث:

البلازمونات السطحية، جهاز الإستشعار، مادة اليد اليسرى، معامل الإنكسار، طول و تحت طول الموجة.

