

CHAPITRE III

Applications aux cas d'interface typique

Tables des matières

1. Réflectivité de la géométrie à trois couches	33
1.1 Comparaison entre deux et trois couches	34
1.2 l'influence de l'épaisseur	39
1.3 l'influence de la longueur d'onde dans différentes conditions	40
2. Réflectivité de la géométrie à quatre couches	41
2.1 Interface air/ métal	42
2.2 Interface métal/ métal (Ag,Au).....	43
2.3 Interface métal/ métal (Au,Ag).....	44
2.4 Interface polymère / métal ou métal/ polymère	48
2.4.1 Interface polymère / métal	49
2.4.2 Interface métal / polymère	50
3. Facteurs d'exaltation	51
3.1 Géométrie avec trois couches	51
3.2 Géométrie avec quatre couches	53
3.2.1 Interface métal/ métal (Ag,Au)	53
3.2.2 Interface métal/ métal (Au,Ag)	54
Conclusion	55

1. Réflectivité de la géométrie à trois couches

Nous avons basé notre étude sur la configuration Kretschmann, où le couplage optique d'une lumière incidente à l'oscillation collective est régi par l'épaisseur métallique au long d'une interface entre un métal et un diélectrique. Le milieu incident de cette structure est considéré comme semi-infini et possède une permittivité $\epsilon_p=2.1$, correspondant au prisme. Le milieu émergent, semi-infini également, est constitué par l'air ambiant, de permittivité $\epsilon_d=1$. Nous avons choisi l'argent (Ag) pour réaliser la couche mince de métal pour trois couches, et cinq longueurs d'onde dans le domaine visible ($\lambda = 410\text{nm}-699\text{nm}$), Johnson et Christy (Voir Annexe V) [Johnson 1972] donnent une estimation des valeurs $\epsilon_m(\lambda)$ de ces longueurs que nous reportons dans le tableau suivant :

Table III.1

$\lambda(\text{nm})$	410	427	492	545	699
$\epsilon_m(\text{Ag})$	-5.17+i0.23	-6.06+i0.20	-9.56+i0.31	-12.86+i0.43	-23.40+i0.39
$\epsilon_m(\text{Au})$	-1.61+i5.83	-1.69+i5.65	-2.28+i3.81	-5.84+i2.11	-16.82+i1.03

Nous pouvons alors faire une étude numérique des variations de la réflectivité R en fonction de l'angle d'incidence θ .

1.1 Comparaison entre deux et trois couches

Dans le chapitre II, nous avons évoqué les calculs théoriques de la réflectivité sur les interfaces de la géométrie adoptée (dispositif de la réflexion totale : ATR) à base des champs électromagnétiques qui s'y propagent. Nous précisons que l'onde électromagnétique incidente de fréquence angulaire, $\omega=2\pi c/\lambda$ est de polarisation transverse magnétique (T.M). Dans ce qui suit, nous présentons les résultats numériques pour la détermination des propriétés caractéristiques de la propagation des modes plasmons-polaritons de surface (SPPs) sous l'influence des paramètres optiques de la géométrie. Ces modes SPPs se déterminent en particulier par la sélectivité, amplitude et position angulaire (SPR) attendues sur le profil de la réflexion d'interface.

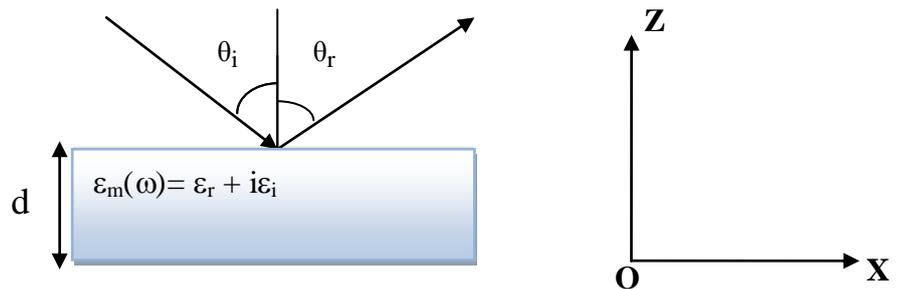


Fig. III .1a : Dispositif de la réflexion totale permettant l'excitation des modes d'interface par une onde électromagnétique incidente.

Ce dispositif de la réflexion totale (ATR) se constitue d'une mince couche de métal de quelques dizaines de nanomètres qui est directement placée sur la base d'un prisme optique de permittivité ϵ_p . La surface inférieure du métal est en contact avec un milieu diélectrique de permittivité $\epsilon_d < \epsilon_p$. Lors de la propagation d'une onde électromagnétique (de fréquence $\omega = 2\pi c/\lambda$) incidente sur le système, si le métal de permittivité complexe, $\epsilon_m(\omega) = \epsilon_m^r + i\epsilon_m^i$ remplit la condition $\epsilon_r < 0$, c'est-à-dire $\omega \ll \omega_p$ avec $|\epsilon_r| \gg \epsilon_i$ au-delà de la réflexion totale l'excitation du plasmon est produite

le long de l'interface prisme-métal. Dans ce qui suit, nous allons examiner plus en détail le phénomène de la résonance plasmonique de surface résultant de l'excitation par une onde évanescente et les modes collectifs oscillatoires d'électrons libres présents à la surface du film mince métallique.

Notre étude est basée sur ce dispositif ATR où l'onde incidente vient se propager sur un prisme optique de permittivité $\epsilon_p = 2.1$, correspondant à celle de la silice (verre). Le milieu inférieur émergent est supposé l'air ambiant, de permittivité, $\epsilon_p = 1$. Au moyen de ce dispositif, nous avons étudié la résonance plasmonique en faisant le choix sur deux métaux l'Or et l'Ag. Ces deux métaux (choisis comme modèle) sont susceptibles à supporter la génération des modes plasmoniques de surface parce que leurs permittivités diélectriques complexes, définies selon le modèle de Drude par la relation :

$$\epsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}$$

Dans la région du spectre visible et infrarouge remplissent les conditions de résonance des ondes plasmoniques [Barnes 2003].

Notes :

1-La présence d'un prisme optique dans le dispositif ATR contribue à corriger la direction du vecteur d'onde de l'onde EM incidente.

2-La présence de la couche métallique contribue à la modification du phénomène de réflexion.

La théorie analytique des ondes électromagnétiques permet d'étudier les systèmes multicouches. En considérant le métal comme un film mince de permittivité complexe, $\epsilon_m(\omega) = \epsilon_m^r + i\epsilon_m^i$ et d'épaisseur d , nous avons simulé les profils de la réflexion détectés sur l'interface p-m du dispositif ATR. Les résultats de ce calcul numérique sont reportés sur la **Fig. III .1b**.

De la comparaison systématique entre les deux spectres des réflexions sans présence de la couche métallique et avec couche métallique, il est nettement apparent à l'observation de l'excitation de l'onde plasmonique au-delà de l'angle critique usuellement prédit par la relation, $\theta_c = \arcsin(\sqrt{\epsilon_d / \epsilon_p}) = 43,63^\circ$.

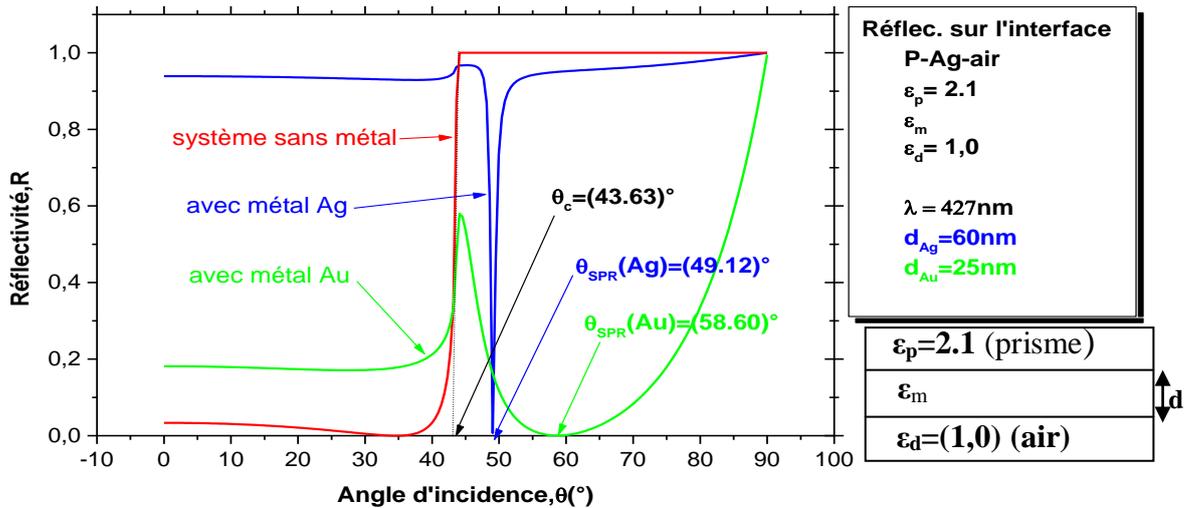


Fig. III.1b : Variations de la réflectivité R en fonction de l'angle d'incidence θ , système sans métal et système avec métal.

Pour le système sans la présence du métal, constitué du milieu incident, ϵ_p , et du milieu émergent, ϵ_d , tel que $\epsilon_p > \epsilon_d$, le spectre de réflexion, présente deux régions. La première correspond aux incidences inférieures à l'angle critique du système θ_c , où $\theta_c = 43,63^\circ$ et $n_p > n_d$ et présente une faible réflectivité. La seconde région du spectre présente une réflectivité unitaire et correspond aux incidences supérieures à l'angle θ_c . Dans cette dernière région du spectre (constituant le domaine de la réflexion totale) de la réflectivité mesurée en fonction de l'angle d'incidence, la résonance plasmonique, $\theta_{SPP} > \theta_{cr}$ est fortement prononcée.

Pour le système avec métal, l'ajout d'une mince couche métallique (Argent ou Or) à ce système, entre les milieux incident et émergent, modifie considérablement le phénomène de réflexion, provoque l'apparition du pic de résonance ($R=0$) et d'un maximum local précédant cette résonance. ce que montre l'allure du spectre de réflexion.

Pour une excitation supérieure à l'angle critique, et hors résonance, selon la nature du métal (Ag,Au) la réflectivité n'est pas unitaire. Cette conséquence s'explique par le fait qu'une fraction de l'énergie incidente est partiellement absorbée par le métal .

La résonance du plasmon produit un pic d'absorption dans le profil de la réflectivité mesurée par la configuration ATR. Cette résonance angulaire est une signature des plasmons de surface qui participent à l'absorption de l'énergie électromagnétique de l'onde incidente. Pour des incidences en dehors de la résonance plasmonique, la structure "p-m-d" réfléchit la lumière incidente. Le comportement optique de cette structure est donc similaire au fonctionnement d'un filtre coupe-bande. Les caractéristiques de ce dernier est fortement contrôlé sur tous les paramètres optiques du dispositif ATR. Dans un accord avec la réalité expérimentale, les valeurs des paramètres que nous avons maîtrisés numériquement correspondent à la caractérisation des matériaux supportant des ondes de surface. Pour se fixer les idées nous dressons le tableau récapitulatif (*TAB.III.1*) pour regrouper les influences induits par les paramètres sur le profil de la réflectivité.

Paramètres	Influence relative sur la réponse du filtre
Épaisseur du métal, d	- Position angulaire de résonance - Sélectivité angulaire (largeur du creux) - Taux de la réflectivité
Permittivité du milieu incident, ε_p	- Position angulaire de résonance - Sélectivité angulaire
Permittivité du milieu émergent, ε_d	- Position angulaire de résonance - Sélectivité angulaire
Permittivité du métal $\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_m^r + i\varepsilon_m^i$ - Partie réelle, ε_m^r - Partie imaginaire, ε_m^i	- Position angulaire de résonance - Sélectivité angulaire - Sélectivité angulaire

TAB.III.1 Tableau récapitulatif : Caractéristiques du filtre induites par les paramètres du dispositif ATR.

1.2 l'influence de l'épaisseurs

$\lambda = 427\text{nm}$

$\epsilon_p=2.1$ (prisme)	\updownarrow d
$\epsilon_m(\text{Ag})= -6.06+i0.20$	
$\epsilon_d=(1,0)$ (air)	

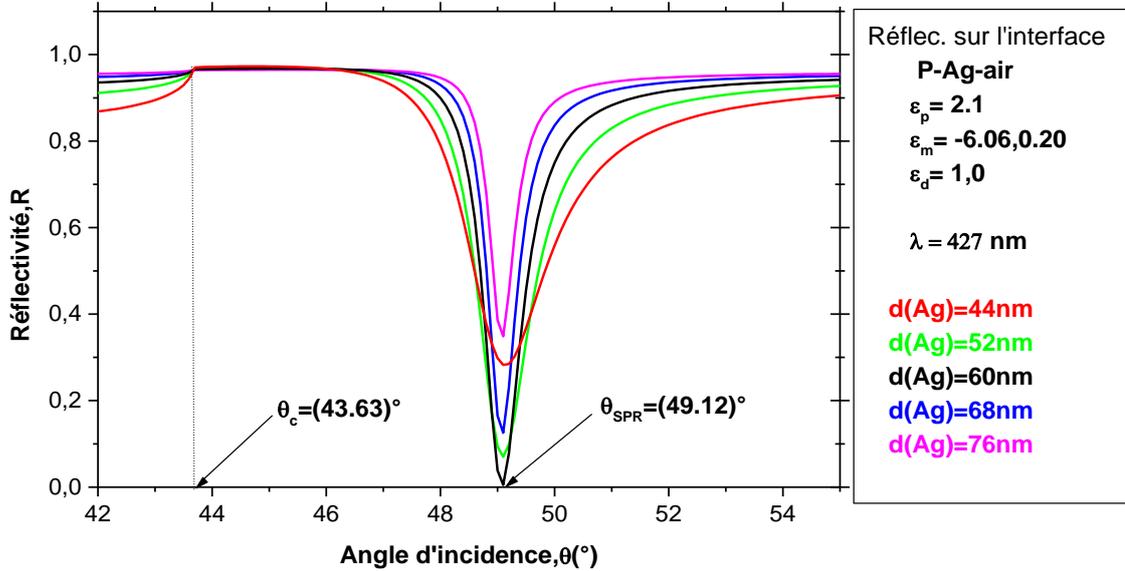


Fig. III .2 : Simulations numériques de la sélectivité angulaire de la structure à trois couches(interface **prisme-Ag-air**) pour différentes épaisseurs de la couche d'argent ($44\text{nm} \leq d \leq 76\text{nm}$). L'épaisseur optimale du système considéré vaut $d_{\text{SPR}}(\text{Ag})=60\text{nm}$. Pour cette épaisseur, l'angle plasmon $\theta_{\text{SPR}}=(49.1)^\circ$ et $R(\theta)=0$.

Nous voyons dans la **Fig. III .2** qu'il y a une réflectivité inférieure à 40% , Il apparaît qu'un écart par rapport à l'épaisseur optimale, $d_{\text{SPR}}(\text{Ag})$, conduit à un déplacement du pic de résonance sur le même axe , à une modification de sa largeur, ainsi qu'à une variation de son amplitude. dans ce cas, l'amplitude du pic d'absorption diminue.

la **Fig. III .2** montre que pour $d_{\text{SPR}}(\text{Ag})=60\text{nm}$, la réflectivité tombe à zéro. Pour cette épaisseur le pic de résonance possède une amplitude maximale, le couplage d'énergie entre l'onde incidente extérieure et le plasmon de surface de l'interface métal/air ambiant est alors maximum, c'est bien sur dans ces conditions que l'on se placera pour utiliser le plasmon.

1.3 L'influence de longueur d'onde dans différentes conditions

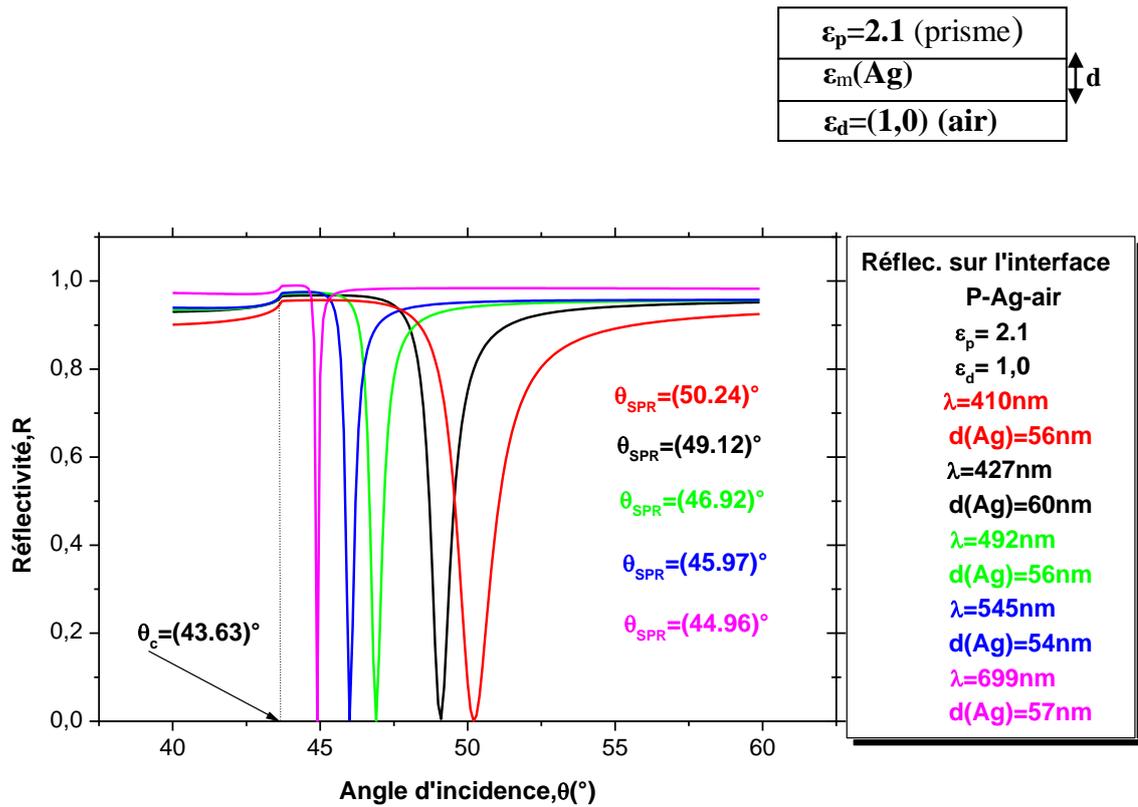


Fig. III . 3 : Influence de la longueur d'onde sur la position angulaire du plasmon.

Sur la figure III . 3 , nous montrons l'influence de la longueur d'onde sur la position angulaire du minimum de la réflectivité R. Nous avons choisi cinq longueurs d'onde : 410nm, 427nm, 492nm, 545nm, 699nm. Les permittivités ϵ_p et ϵ_d sont celle de Fig. III .2. ($\epsilon_p=2.1$; $\epsilon_d=1$). Nous avons choisi pour chaque longueur d'onde, la valeur de l'épaisseur d_{SPR} qui donne $R_{\text{min}}=0$. Sur la Fig. III . 3 , nous voyons que la valeur de θ_{SPR} et la largeur du pic de résonance diminuent quand λ augmente avec une variation de l'épaisseur d_{SPR} de la couche d'argent .D'une manière générale $\theta_{\text{SPR}} > \theta_c$ où θ_c est l'angle de la réflexion totale.

Cette étude numérique va nous permettre de nous placer dans les meilleures conditions expérimentales pour obtenir un bon plasmon de surface.

2. Réflectivité de la géométrie à quatre couches

Pour mettre en évidence, le Plasmon de surface, plaçons nous dans un cas particulier où en va utiliser quatre couches prisme ,air ambiant et à l'intérieure deux couches, l'air/ métal ou métal-métal puis métal-polymère.

Nous présentons les résultats d'analyse de la lumière réfléchi (par rapport à l'angle d'incidence) pour différentes dispositions excité par une onde électromagnétique dans le domaine visible ($\lambda = 410\text{nm}-699\text{nm}$). En particulier, pour les métaux, nous avons pris une fréquence-dépendante dont leur permittivités diélectrique $\epsilon_{\text{Ag}}(\lambda)$ et $\epsilon_{\text{Au}}(\lambda)$ sous forme de tableaux dans la référence de Johnson et Christy (Voir Annexe V) [Johnson 1972].

Tab III.1

$\lambda(\text{nm})$	410	427	492	545	699
$\epsilon_m(\text{Ag})$	-5.17+i0.23	-6.06+i0.20	-9.56+i0.31	-12.86+i0.43	-23.40+i0.39
$\epsilon_m(\text{Au})$	-1.61+i5.83	-1.69+i5.65	-2.28+i3.81	-5.84+i2.11	-16.82+i1.03
$d_{\text{SPR}}(\text{Ag})$ (nm)	56	60	56	54	57

Où $d_{\text{SPR}}(\text{Ag})$ est déduit a partir de la **Fig. III . 3**

2.1 Interface air/ métal

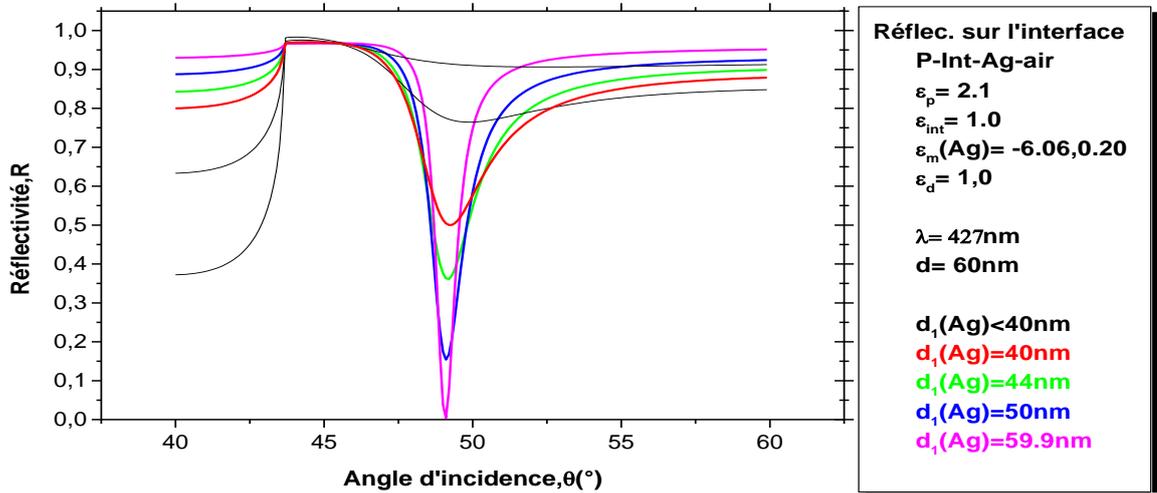
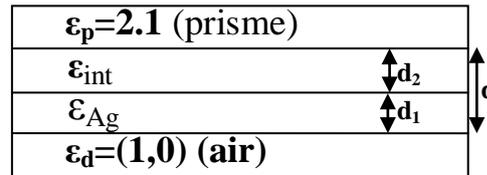


Fig.III .4a : Comportement de la réflexion lumineuse en fonction de l'angle d'incidence, au voisinage de la géométrie typique de Kretschmann **prisme-air-Ag-air** ambiant. L'épaisseur de la couche **d'Int (l'air)** est évaluée par $d_2=d-d_1$.

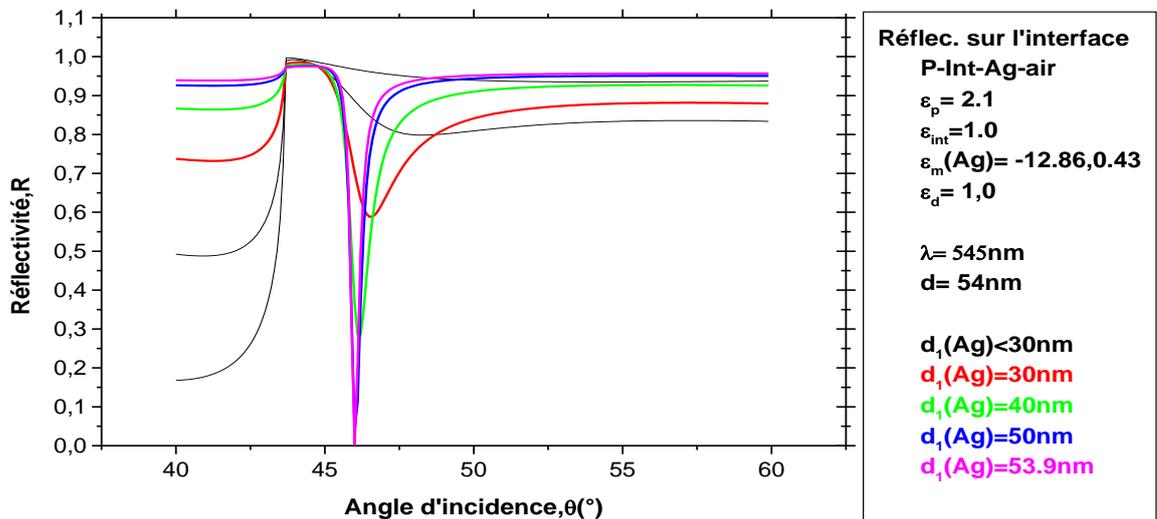


Fig.III .4b : Comportement de la réflexion lumineuse en fonction de l'angle d'incidence, au voisinage de la géométrie typique de Kretschmann **prisme-air-Ag-air** ambiant. L'épaisseur de la couche **d'Int (l'air)** est évaluée par $d_2=d-d_1$.

2.2 Interface métal/ métal (Ag,Au)

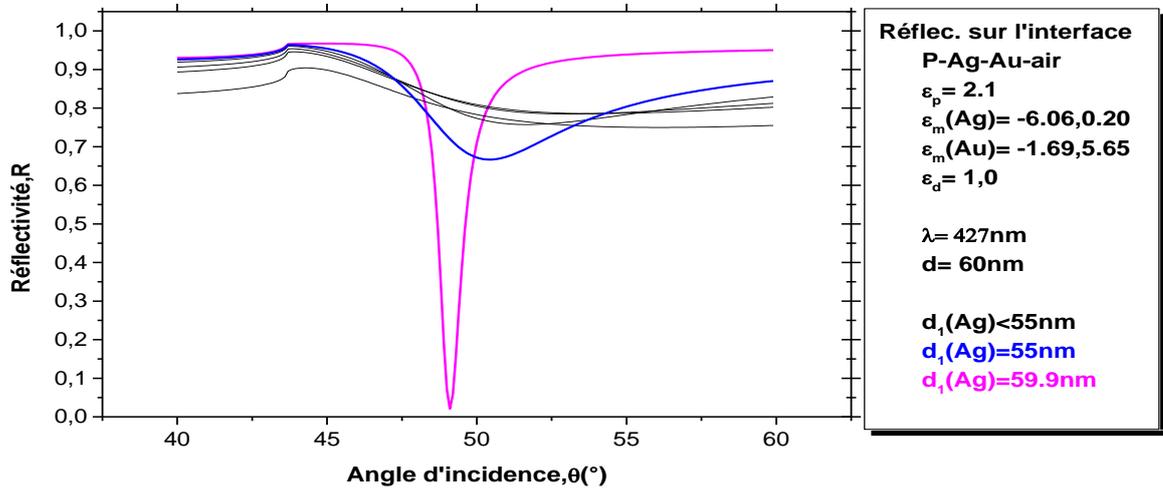
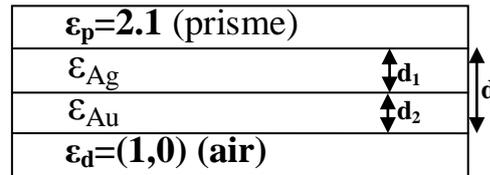


Fig.III.5a : Comportement de la réflexion lumineuse en fonction de l'angle d'incidence, au voisinage de la géométrie typique de Kretschmann **prisme-Ag-Au-air** ambiant. L'épaisseur de la couche **d'Au** est évaluée par **$d_2=d-d_1$** .

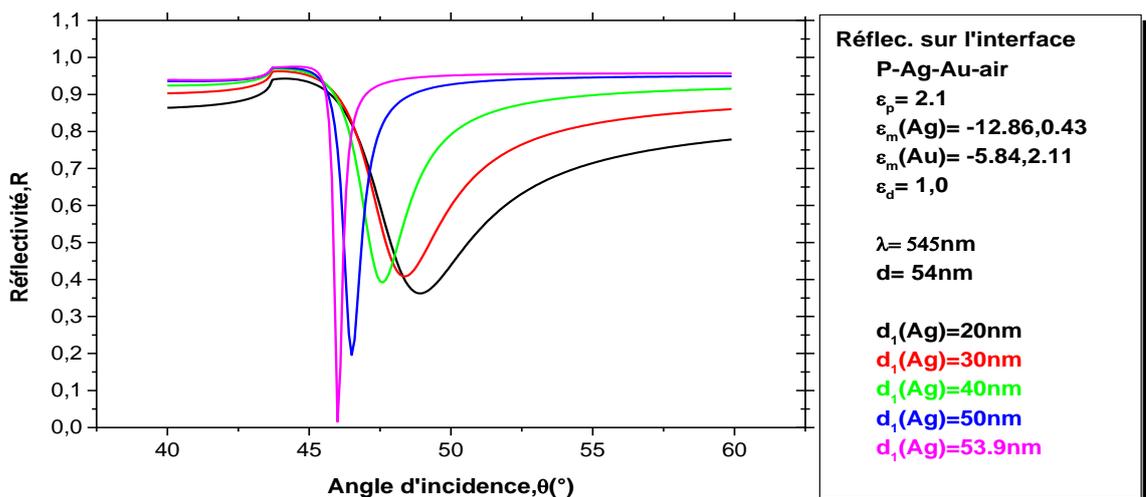


Fig.III.5b : Comportement de la réflexion lumineuse en fonction de l'angle d'incidence, au voisinage de la géométrie typique de Kretschmann **prisme-Ag-Au-air** ambiant. L'épaisseur de la couche **d'Au** est évaluée par **$d_2=d-d_1$** .

2.3 Interface métal/ métal (Au,Ag)

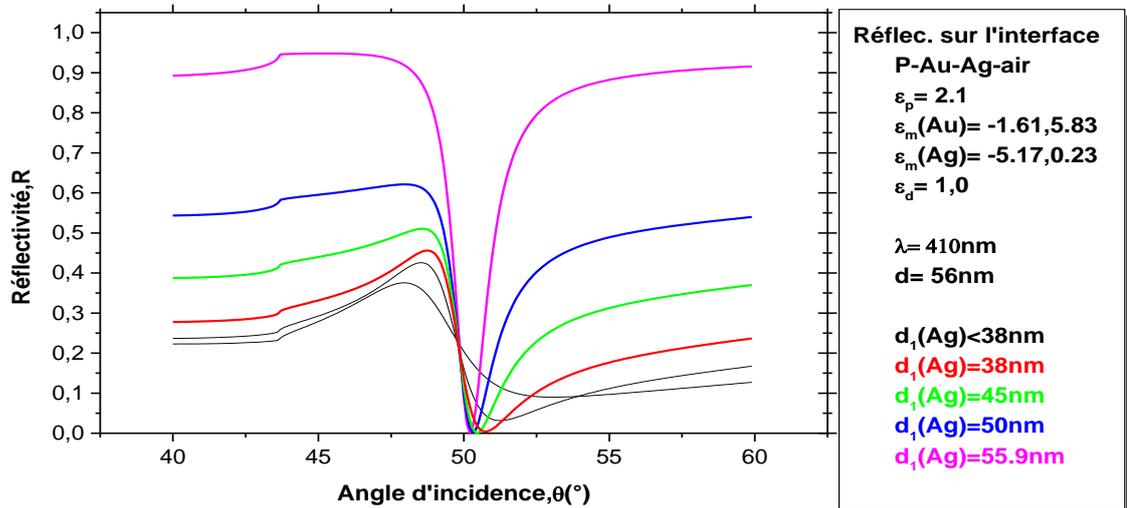
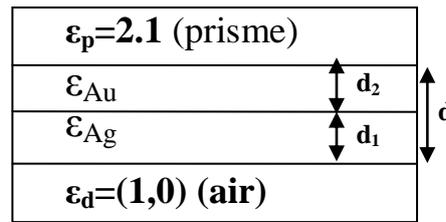


Fig.III .6a : Simulation numérique de la courbe de la réflectivité par rapport à l'angle d'incidence prédite sur structure bi-métallique :prisme optique-Au-Ag contact de l'air ambiant. L'épaisseur de la couche **d**'Au est évaluée par $d_2=d-d_1$.

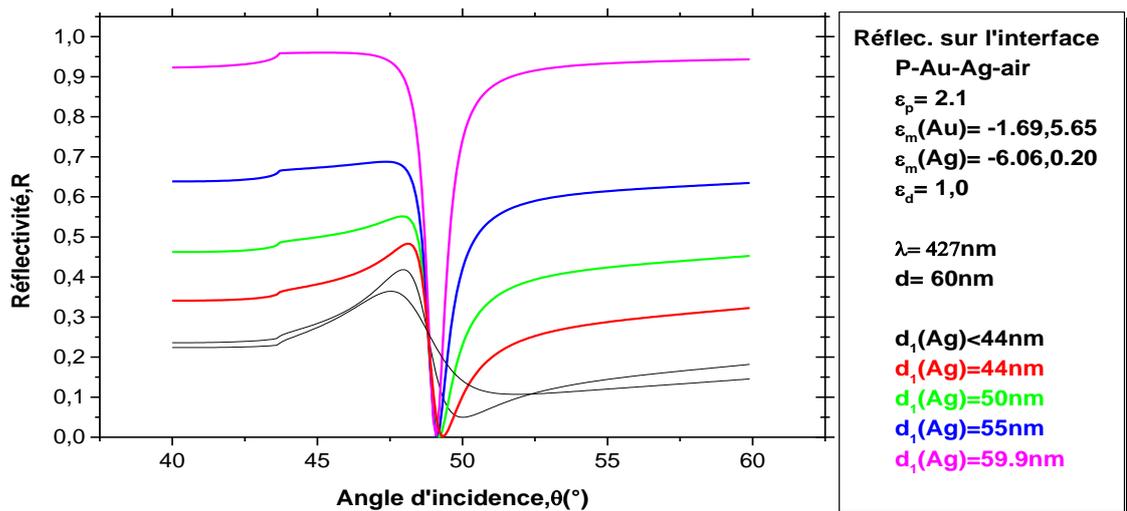


Fig.III .6b Simulation numérique de la courbe de la réflectivité par rapport à l'angle d'incidence prédite sur structure bi-métallique :prisme optique-Au-Ag contact de l'air ambiant. L'épaisseur de la couche **d**'Au est évaluée par $d_2=d-d_1$.

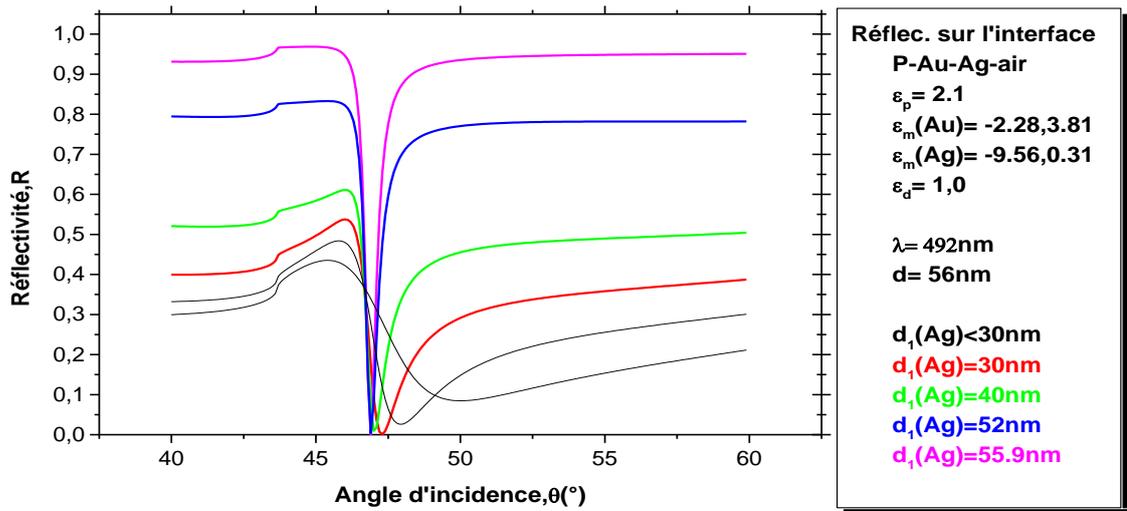


Fig.III .6c : Simulation numérique de la courbe de la réflectivité par rapport à l'angle d'incidence prédite sur structure bi-métallique :prisme optique-Au-Ag contact de l'air ambiant. L'épaisseur de la couche **d'Au** est évaluée par **d₂=d-d₁**.

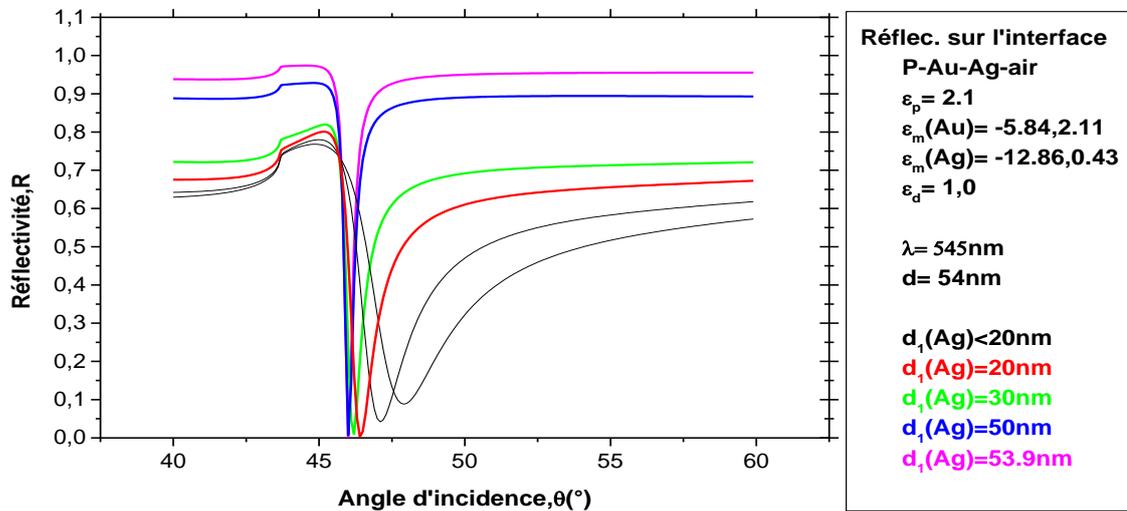


Fig.III .6d : Simulation numérique de la courbe de la réflectivité par rapport à l'angle d'incidence prédite sur structure bi-métallique :prisme optique-Au-Ag contact de l'air ambiant. L'épaisseur de la couche **d'Au** est évaluée par **d₂=d-d₁**.

Dans (Fig.III .6a ; Fig.III .6b ; Fig.III .6c ; Fig.III .6d), nous discutons l'utilisation d'une structure bi-métallique (Au,Ag) pour générer les plasmons-polaritons de surface (SPPs). Nous avons trouvé les caractéristiques de base pour les résonances des plasmons polaritons de surface. Nous insistons sur un résultat important de produire le phénomène de couplage où la résonance plasmonique de surface devient indépendante l'épaisseur de la couche métallique dans des gammes fixées pour la disposition Au-Ag, la résonance angulaire du plasmon est seulement décalée vers l'angle critique. Généralement nous voyons que la valeur de θ_{SPR} et la largeur du pic de résonance diminuent quand l'épaisseur de la couche métallique d'argent $d_1(\text{Ag})$ augmente et la résonance plasmonique est juste déplacé vers l'angle critique.

Dans Fig.III .6b où $\lambda = 427\text{nm}$, pour différentes valeurs de $d_{\text{ISPR}}(\text{Ag})$ fixé dans la gamme **44nm - 59.9nm**, le pic de résonance ($R=0$) n'est pas liée à cette épaisseur d_{Ag} .

Cependant, nous expliquons cet effet que la structure bi-métallique peut piéger les plasmons (SPPs) avec un taux optimal dans la réflexion lumineuse. Pour le piège plasmonique obtenu par la disposition Au-Ag en contact avec un milieu diélectrique (supposé l'air ambiant) qui est irradiée à une longueur d'onde **427nm** (Fig.III .6b) , il est imposé une épaisseur $d_{\text{Au}}+d_{\text{Ag}}= 60\text{nm}$. Dans différentes conditions fixées de l'épaisseur d_{Ag} dans la bande **44nm-59.9nm**, au-delà d'un seuil de valeur de **44nm** (pour d_{Ag}), le pic de résonance ($R=0$) n'est pas lié à l'épaisseur d_{Ag} . Une caractéristique identique est vérifiée avec des longueurs d'onde $\lambda=410,492,545\text{nm}$ où le creux est plus étroit et la résonance angulaire n'est pas fortement décalée.

Tab III.2

$\lambda(\text{nm})$	410	427	492	545
$\epsilon_m(\text{Ag})$	-5.17+i0.23	-6.06+i0.20	-9.56+i0.31	-12.86+i0.43
$\epsilon_m(\text{Au})$	-1.61+i5.83	-1.69+i5.65	-2.28+i3.81	-5.84+i2.11
$\text{tg}\delta(\text{Ag})= \epsilon_i / \epsilon_r$	-0.04	-0.03	-0.03	-0.03
$\text{tg}\delta(\text{Au})= \epsilon_i / \epsilon_r$	-3.62	-3.34	-1.67	-0.36
$t=\text{tg}\delta(\text{Ag})/ \text{tg}\delta(\text{Au})$	0.011	0.008	0.018	0.083
Gammes de SPR(nm)	[38-55.9] =17.9	[44-59.9] =15.9	[30-55.9] =25.9	[20-53.9] =33.9

D'après le **Tab III.2** on remarque qu'il y a une relation entre t et la gamme de résonance ,cette dernière augmente quand t augmente .

2.4 Interface polymère / métal ou métal/ polymère

Les indices de réfraction n de polymères peuvent être en forme avec réfractions moléculaires $[R]$ à l'équation de *Lorentz-Lorenz* :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{\rho} = R \quad , \quad N = \rho \frac{N_A}{M} \tag{III.1}$$

où, M est la masse molaire,
 ρ est la masse volumique (ou la densité),
 N_A est le nombre d'Avogadro,
 N est le nombre de molécules par m^3 .

A partir de (III.1) on trouve
$$n = \left(\frac{1 + 2\rho R / M}{1 - \rho R / M} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{III.2}$$

on utilise l'égalité $n^2 = \epsilon_r$, où ϵ_r la permittivité diélectrique de polymères

Tab III. 3
 Moyenne des indices de réfraction

Polymère	Indice de réfraction pour différentes longueurs d'onde λ (nm) laser				
	632.8	589.2	528.7	488.0	457.9
Polystyrene	1.5845	1.5882	1.5939	1.6008	1.6075
poly(vinyl benzoate)	1.5636	1.5673	1.5742	1.5804	1.5874
poly(vinyl pyrrolidone)	1.5247	1.5259	1.5302	1.5341	1.5370
poly(vinyl alcohol)	1.5145	1.5162	1.5195	1.5224	1.5251
polyacrylonitrile	1.5115	1.5131	1.5161	1.5195	1.5227
poly(vinyl-formal)	1.5003	1.5016	1.5047	1.5076	1.5102
poly(methyl methacrylate)	1.4856	1.4876	1.4915	1.4945	1.4964

[Swalen 1977]

Nous avons choisi comme polymère le poly(vinyl-formal) qui possède l'indices de réfraction ($n=1.50$) (Table III.3) et la permittivité ($\epsilon_r=2.25$) pour une longueur d'onde $\lambda=492nm$, pour réaliser notre étude.

2.4.1 Interface polymère / métal

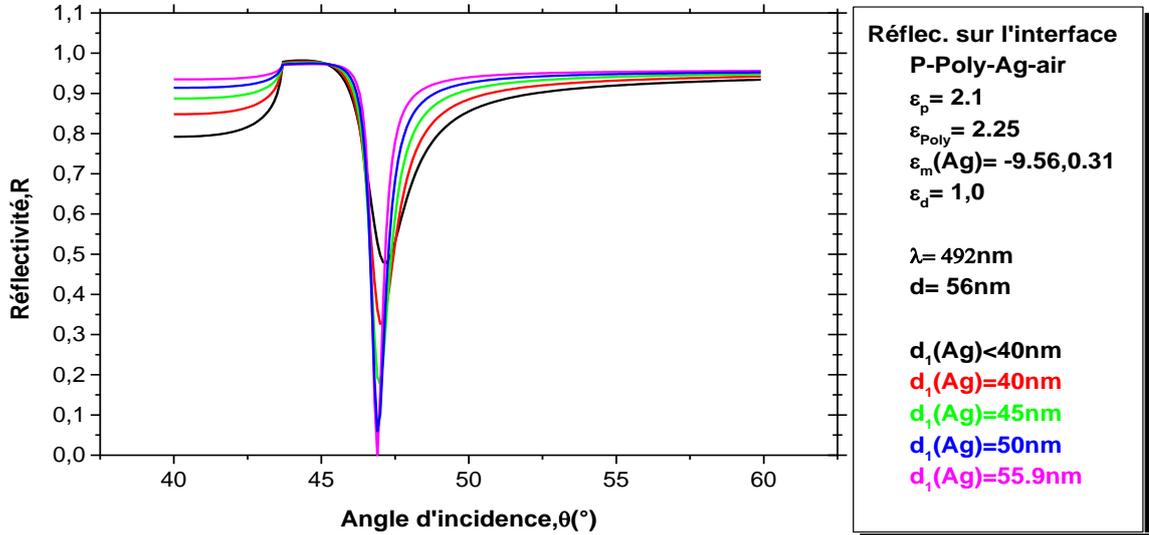
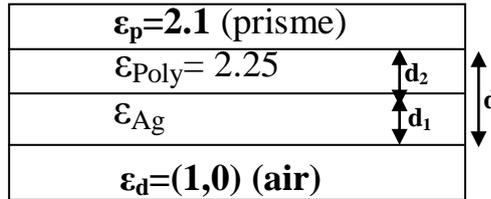


Fig.III .7a : Simulation numérique de la courbe de la réflectivité par rapport à l'angle d'incidence prédite sur structure: prisme optique-Poly-Ag contact de l'air ambiant. L'épaisseur de la couche de polymère est évaluée par $d_2=d-d_1$.

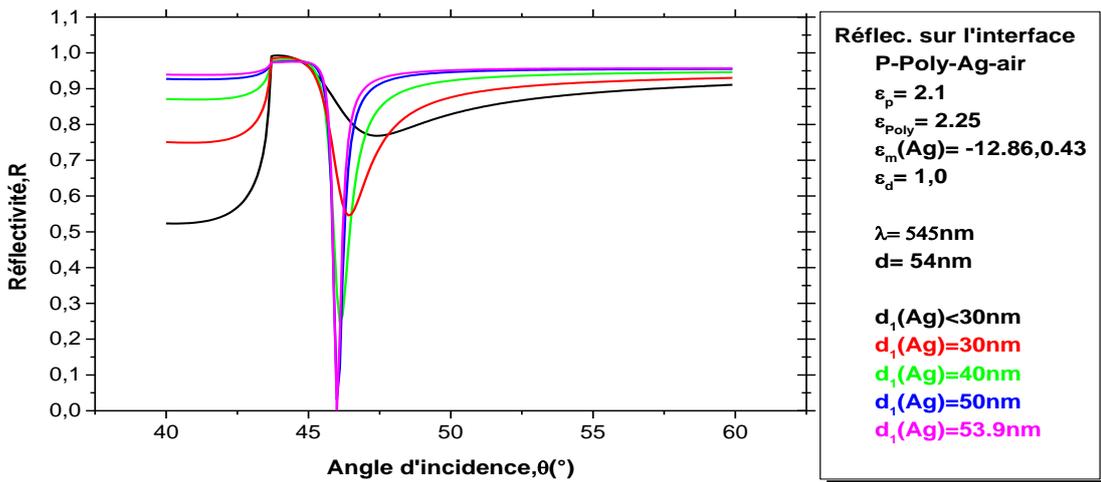


Fig.III .7b : Simulation numérique de la courbe de la réflectivité par rapport à l'angle d'incidence prédite sur structure: prisme optique-Poly-Ag contact de l'air ambiant. L'épaisseur de la couche de polymère est évaluée par $d_2=d-d_1$.

2.4.2 Interface métal/ polymère

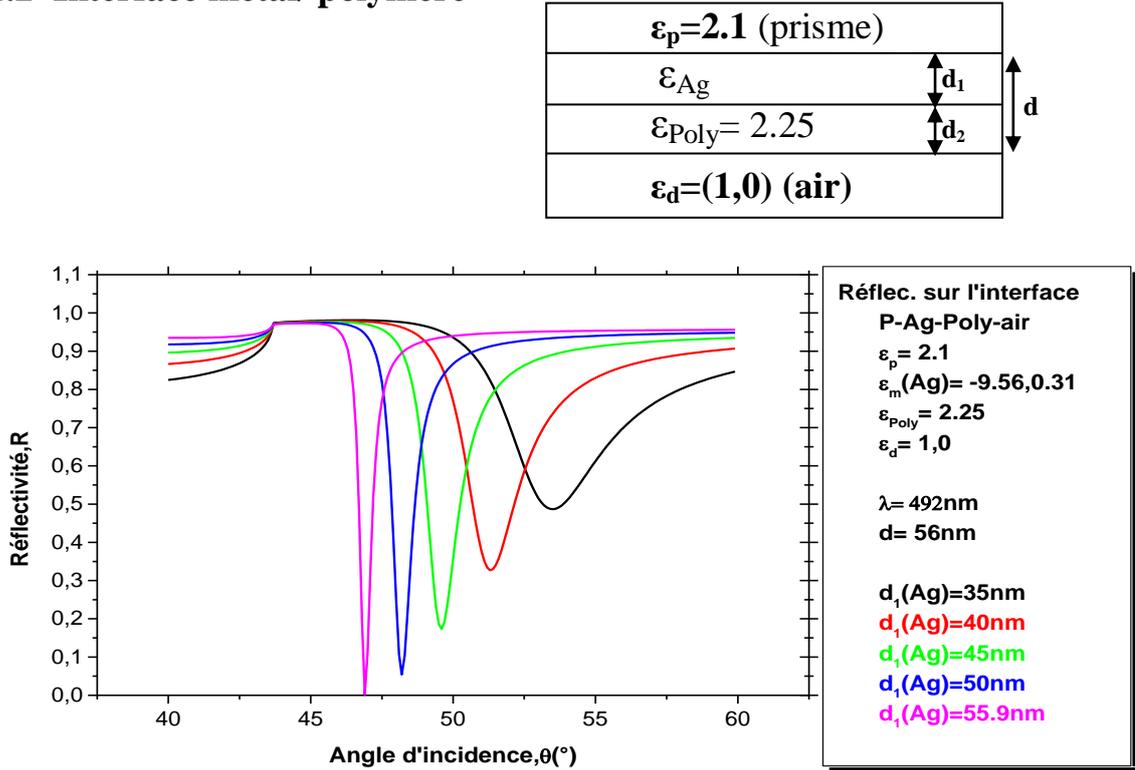


Fig.III .8a : Simulation numérique de la courbe de la réflectivité par rapport à l'angle d'incidence prédite sur structure: prisme optique-Ag-Poly contact de l'air ambiant. L'épaisseur de la couche de **polymère** est évaluée par $d_2=d-d_1$.

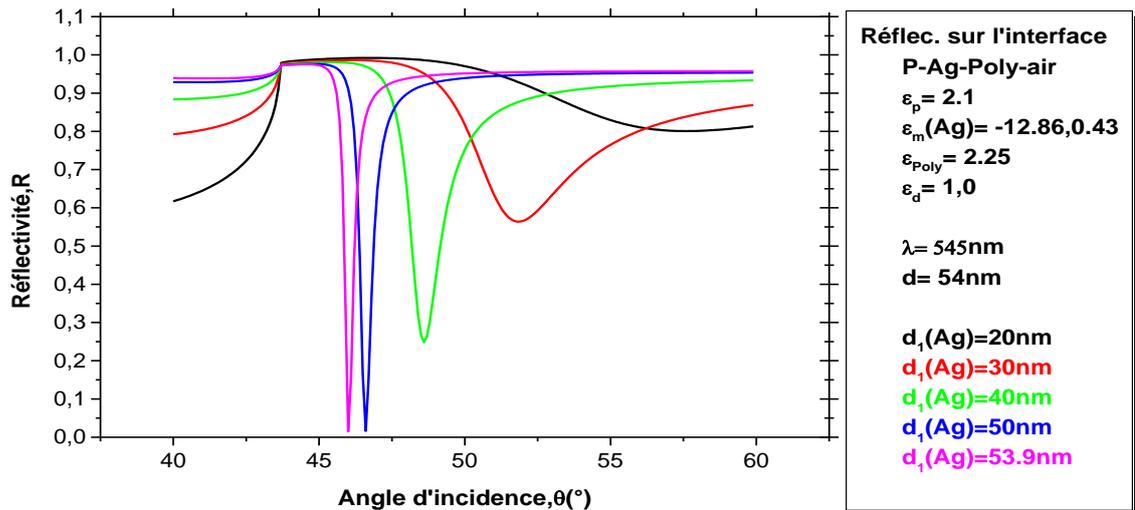


Fig.III .8b : Simulation numérique de la courbe de la réflectivité par rapport à l'angle d'incidence prédite sur structure: prisme optique-Ag-Poly contact de l'air ambiant. L'épaisseur de la couche de **polymère** est évaluée par $d_2=d-d_1$.

Dans (Fig.III .7a ; Fig.III .7b ; Fig.III .8a ; Fig.III .8b) ,nous discutons l'utilisation d'une structure **polymère / métal** ou **métal/ polymère**

Interface polymère / métal

Dans les figures **Fig.III .7a** et **Fig.III .7b** ,l'augmentation de l'épaisseur $d_1(\text{Ag})$ augmente l'amplitude du pic de résonance et diminue sa largeur, avec un faible déplacement de de la résonance plasmonique, θ_{SPR} .

Interface métal/ polymère

Dans les figures **Fig.III .8a** et **Fig.III .8b**, l'augmentation de l'épaisseur $d_1(\text{Ag})$ déplace le pic de résonance vers l' angle critique. Son influence augmente d'autre part l'amplitude du pic et diminue sa largeur.

3. Facteurs d'exaltation

3.1 Géométrie avec trois couches

Dans les figures **Fig.III .9a** et **Fig.III .9b**, nous représentons la variation de $t_{//}(\theta)$ et $t_{\perp}(\theta)$ dans les cinq situations de la **Fig. III .3** . le facteur $t_{\perp}(\theta)$ présente une amplitude plus grande que celle de $t_{//}(\theta)$. ces deux facteurs atteignent des maximas pour $\theta = \theta_{\text{SPR}}$: $t_{//}(\theta) \approx 7$ et $t_{\perp}(\theta)$ peuvent atteindre 33. Ces facteurs sont d'autant plus importants que la largeur du creux de la réflectivité (Cf. **Fig. III .3**) est faible ce qui explique la propriété d'exaltation de l'onde plasmon. L'énergie absorbée par le plasmon à l'observation d'une réflectivité minimale (associée à une épaisseur optimale du matériau utilisé) se trouve compensée en totalité sur la transmission (principe de la conservation d'énergie).

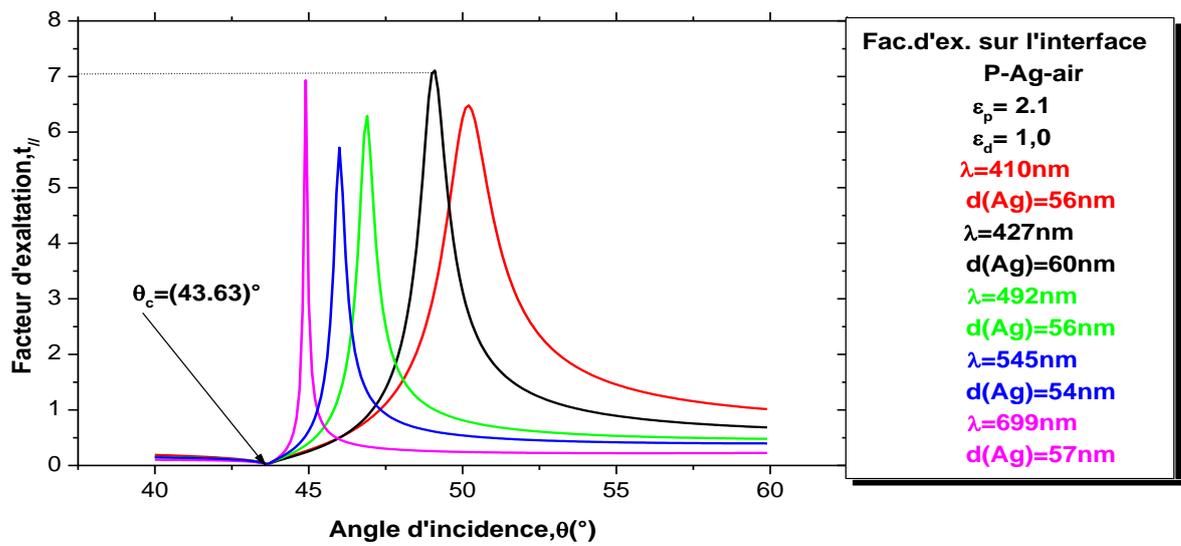


Fig.III .9a: Evolution du facteur d'exaltation parallèle en fonction de l'angle d'incidence.

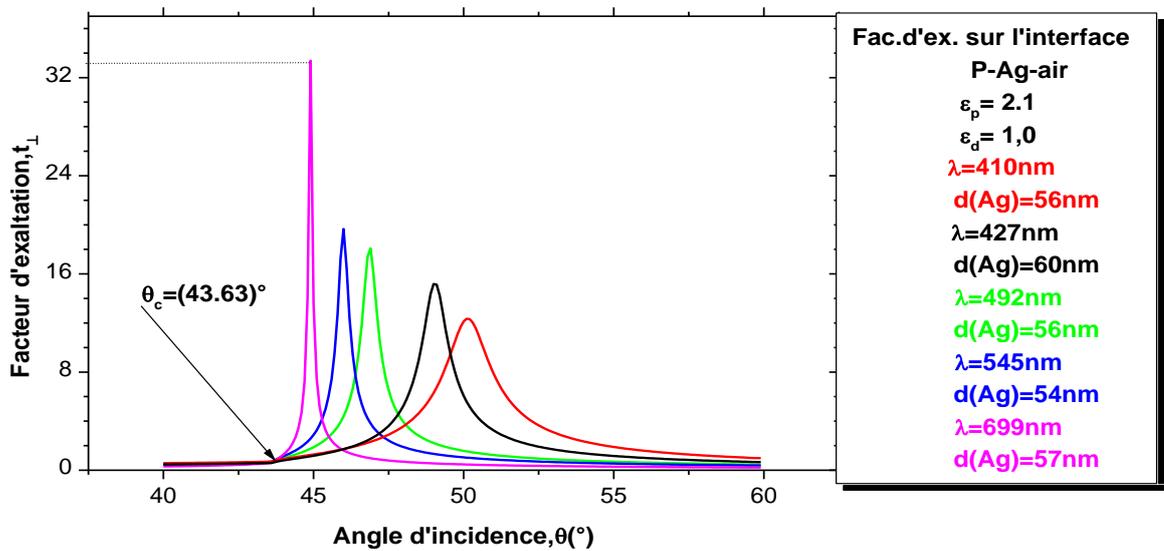


Fig.III .9b : Evolution du facteur d'exaltation perpendiculaire en fonction de l'angle d'incidence .

3.2 Géométrie avec quatre couches

3.2.1 Interface métal/ métal (Ag,Au)

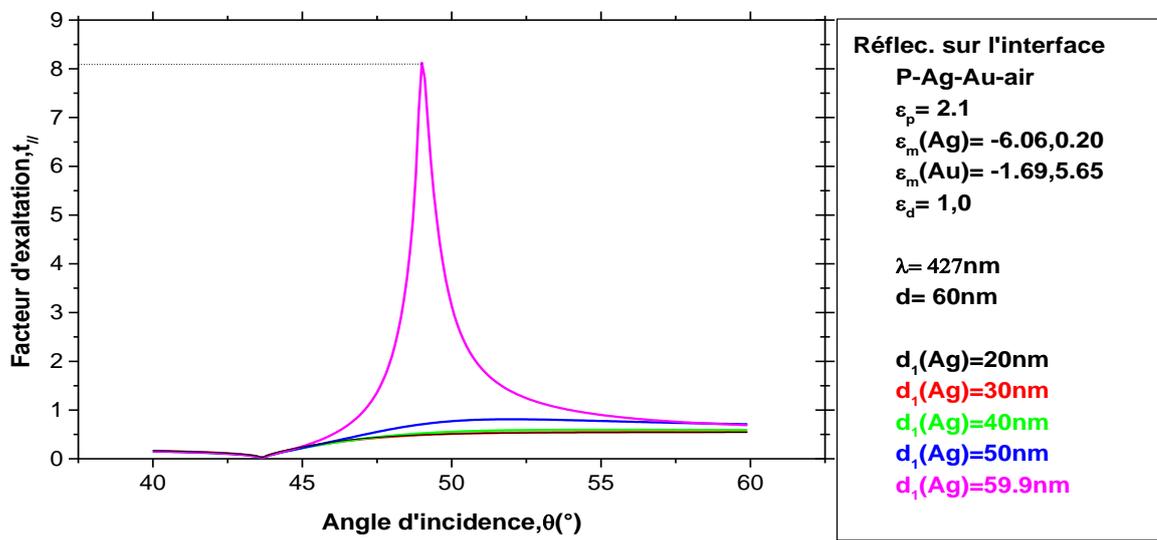


Fig.III .10a: Evolution du facteur d'exaltation parallèle en fonction de l'angle d'incidence.

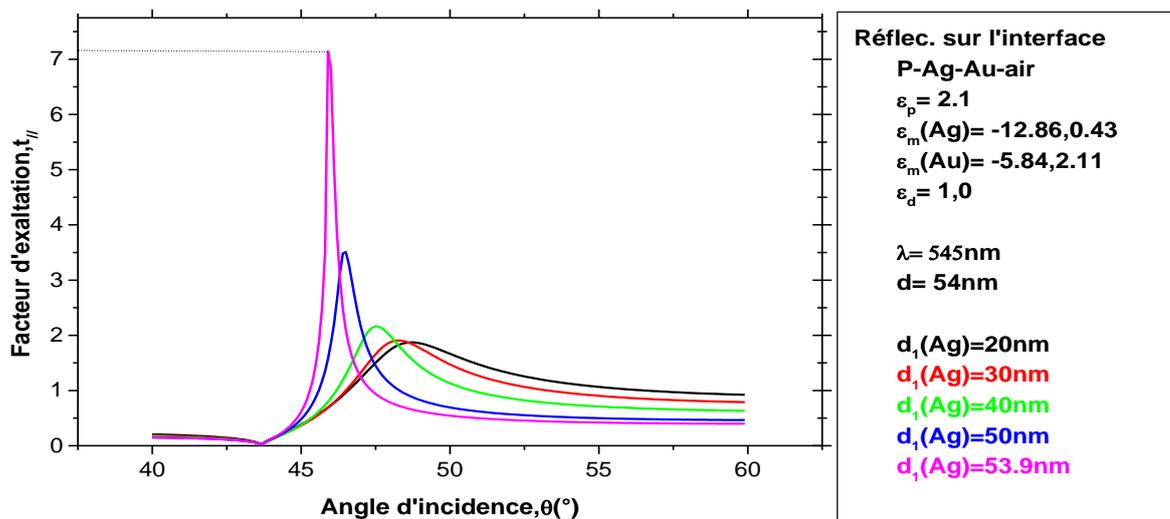


Fig.III .10b: Evolution du facteur d'exaltation parallèle en fonction de l'angle d'incidence.

3.2.2 Interface métal/ métal (Au,Ag)

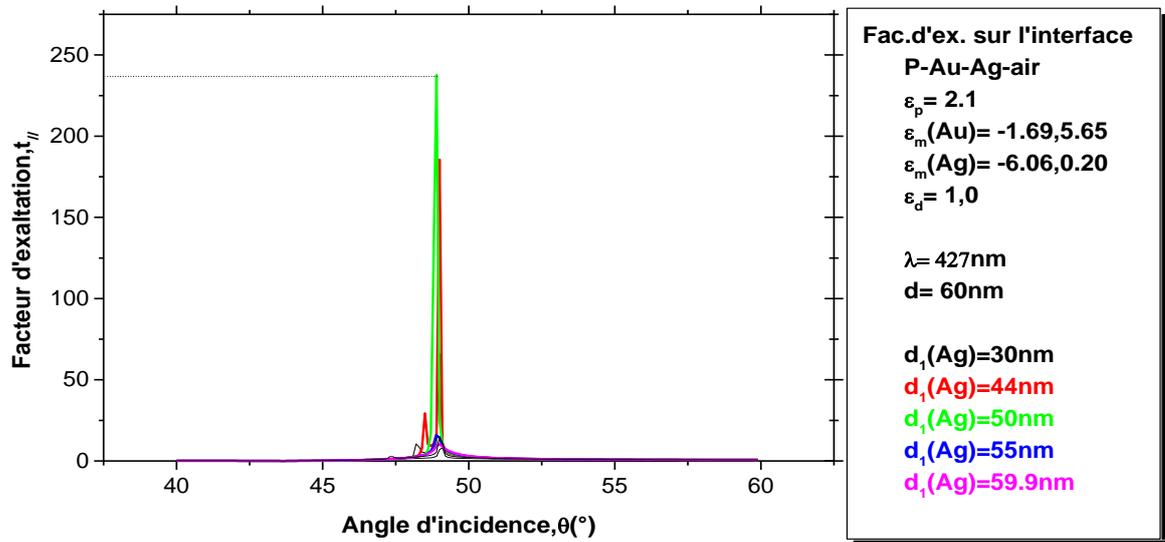


Fig.III .11a: Evolution du facteur d'exaltation parallèle en fonction de l'angle d'incidence.

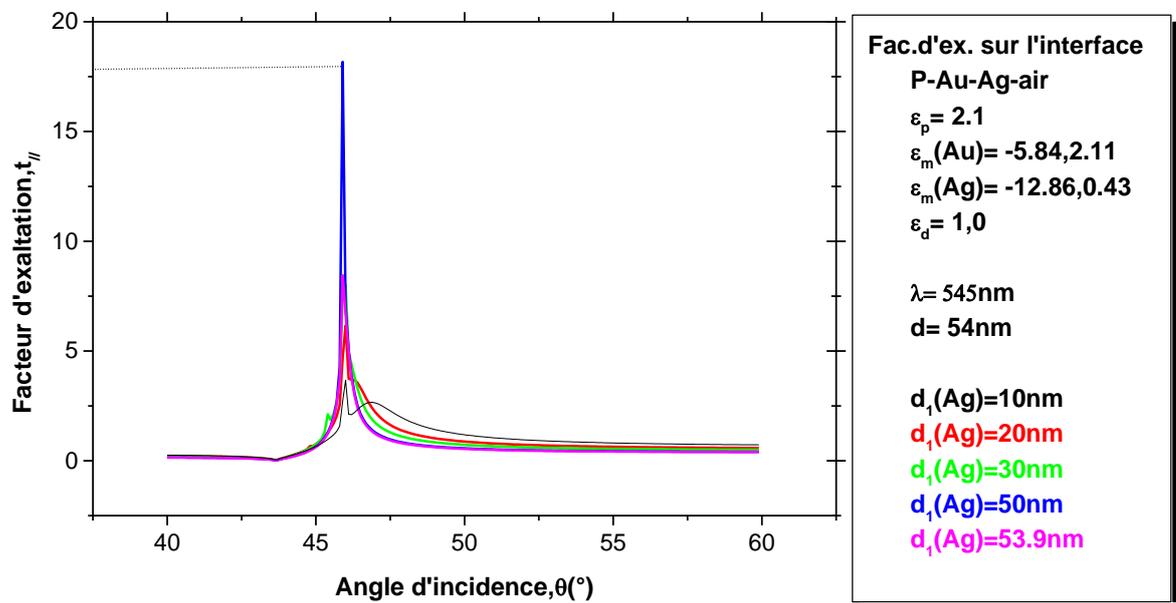


Fig.III .11b: Evolution du facteur d'exaltation parallèle en fonction de l'angle d'incidence.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons reporté les résultats numériques qui permettent de montrer l'influence des paramètres géométriques des structures sur la résonance des plasmons. Les phénomènes de surface mis en jeu montre que l'apparition de la résonance ne sont pas les mêmes selon la disposition des matériaux dont les propriétés sont différentes. La résonance plasmonique est sensible aux changements des indices des structures. La diversité des applications que nous pouvons entreprendre de cette façon est considérable. Nous pouvons sélectionner par exemple les échantillons les plus intéressants à analyser du point de vue expérimental.

A partir de l'étude des facteurs d'exaltation qui estiment la proportion entre les champs transmis et incident, où le rapport est nettement supérieur à l'unité, il est à conclure que la structure joue le rôle d'amplificateur dans les conditions de confinement des modes résonnants de surface. Avec une certaine affinité du profil de ces modes de surface, la caractéristique de résonance est contrôlée sur l'épaisseur de structure et la longueur d'onde de l'onde électromagnétique incidente.