

Chapitre IV

Introduction aux guides d'onde plasmon polariton de surface

IV-1 : Introduction

Les propriétés fondamentales des modes plasmons –polaritons de surface (PPSs) se propageant le long d'une interface supposée infinie entre un milieu métallique et un diélectrique (à courte et longue portée) reposent essentiellement sur la relation de dispersion typique $k(\omega)$; où ω est la fréquence angulaire de l'onde électromagnétique incidente sur la structure. Cette grandeur définie dans le plan de propagation parallèle à l'interface impose la nature de propagation de l'onde à caractère évanescent (de part et d'autre des deux milieux) ou propagative et son existence lorsque la fonction diélectrique complexe, $\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_r + i\varepsilon_i$ du milieu métallique remplit la condition $\varepsilon_r < 0$ [49]. En adoptant le modèle de Drude pour la fonction diélectrique (d'un métal) dépendant de la fréquence angulaire, la propagation d'une onde lumineuse n'est permise que sous forme d'une onde de surface (dite encore mode plasmon-polariton de surface) sur le métal. Ce mode typique résonnant évoquant essentiellement le couplage optique entre l'onde incidente et les électrons libres de conduction du métal, se trouve consigné en terme de fréquence angulaire par une bande spectrale dans laquelle aucun mode polariton ne peut se propager. Pour la définition de cette bande spectrale, appelée gap des plasmon-polaritons (BPP), pour toute fréquence $\omega > \omega_p$ on écrit la relation de dispersion $\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$ où ω_p et c sont la fréquence plasma et la vitesse de la lumière. Dans ce cas et compte tenu de la permittivité du métal (selon le modèle de Drude), ε_r est positive. Est y a lieu que la propagation électromagnétique sur la précédente configuration s'effectue dans une bande spectrale. Ainsi, il ya lieu de définir la plage.

IV-2 : Propagation électromagnétique et ondes évanescentes

Dans cette partie, nous allons exprimer la relation de dispersion, $k(\omega)$ qui décrit la propagation des modes guidés des plasmon-polaritons de surface (SPPs)

existants à une interface entre un métal et un diélectrique. Ces modes sont générés en surface par un champ électromagnétique qui se couple à la distribution de densité de charges du métal impliqué. Pour une interface plane, dans la direction perpendiculaire, le champ électrique de ces modes optiques admet une décroissance en exponentielle au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'interface. Selon la qualité de la surface (de forme plate, rugueuse, multicouches, nanoparticule) du métal et le diélectrique adjacent qui lui fait contact de variables caractéristiques des modes SPPs sont déterminées [50]. L'emploi particulier des modes SPPs pour le diagnostic des surfaces et interfaces revient au fait qu'une forte concentration de champ électromagnétique de ces modes est obtenue au-delà de la diffraction limite (dans une échelle nanométrique) [51]. A titre d'exemple, les modes SPPs détectés au voisinage d'une interface argent-analyte sont relatifs aux majeurs caractéristiques regroupées dans la (table IV-1) suivante.

Métal supportant les modes SPPs Ag	Longueur d'onde λ (nm)	
	630	850
Longueur de propagation (μm)	19	57
Longueur de pénétration dans le métal (nm)	24	23
Longueur de pénétration dans l'analyte (nm)	219	443
Concentration du champ électrique dans l'analyte	90	95

Table IV-1 : Caractéristiques des modes PPS sur l'interface Ag-analyte pour deux longueurs d'onde.

Dans ce qui suit, nous présentons brièvement les caractéristiques principales des modes SPPs. Pour de plus amples détails, nous référons le lecteur à consulter la référence [52].

Dans les matériaux nano-structurés, les interactions entre la lumière et la matière donnent lieu à des champs électriques relatives à l'échelle optique nanométrique (par rapport à la longueur d'onde) en impliquant des champs électromagnétiques des modes SPPs que supporte le matériau exposée à des fréquences spatiales sub-longueur d'onde. Dans le plan de représentation de l'onde, le champ électrique total est évanescent. Ainsi la propagation des modes SPPs devient confinée dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. Ce pendant, il est instructif de décrire

les propriétés de propagation des ondes évanescentes formées entre différentes interfaces constituées par deux milieux. Alors, nous considérons l'équation des ondes électromagnétiques dans un milieu supposé non magnétisé ($\mu=1$), isotrope, homogène et caractérisé par une permittivité diélectrique $\varepsilon(\omega)$. On écrit pour l'équation d'onde pour un champ électrique $E(r,t)$:

$$\Delta E - \frac{\varepsilon(\omega)}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (1. (a))$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Par substitution dans l'équation (1) la solution triviale de l'onde plane de forme

$$E(r, t) = E_0 \exp[i(k \cdot r - \omega t)] \quad (1. (b))$$

Il en résulte la relation de dispersion $k(\omega)$ qui s'écrit.

$$|k(\omega)|^2 = k_x^2 + k_z^2 = \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2)$$

Nous considérons une configuration 2D avec une invariance selon l'axe y , c'est-à-dire la propagation de l'onde est confiée dans les directions du plan (x, z) . Soit $k_y = 0$. La géométrie 2D nous permet d'exprimer le champ électrique de l'onde plane de propagation dans à travers le demi-espace $z \geq 0$ (selon l'équation 2) comme suite :

$$E(r, t) = E_0 \exp(-i\omega t) \exp[i(k_x x + k_z z)] \quad (3)$$

Avec

$$k_z = \sqrt{\varepsilon(\omega) k_0^2 - k_x^2}$$

Il en revient de cette dernière relation que dans des milieux diélectrique à perte avec $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_d > 0$, toutes les ondes planes en distinguent en une onde homogène dont la propagation se décrit par le vecteur d'onde $k_x \leq \varepsilon(\omega) k_0$ et en une onde

évanescence (inhomogène) de vecteur d'onde $k_x > \varepsilon(\omega) k_0$, $k_0 = \omega/c$. En se référant à l'équation(2), pour toutes les ondes leur propagation sont décrites par une direction déterminée par un vecteur d'onde réel de composantes k_x, k_z (en ayant adopté par exemple le plan x, z ; $\lambda = 2\pi/k = \lambda_0/n$ où $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ et $n^2 = \varepsilon$). Les ondes évanescences se propagent le long des x dont la période spatiale est $\lambda_x = 2\pi/|k_x|$ et de décroissance exponentielle le long de z d'une portée notée :

$$\delta = |k_z|^{-1} = 1 / (k_x^2 - \varepsilon(\omega) k_0^2)^{1/2}$$

La périodicité spatiale des ondes évanescences dans la direction de propagation peut être infiniment petite et donc de fréquences spatiale correspondantes extrêmement hautes. Pour cette conséquence, l'usage de ces ondes évanescences est suggéré pour la conception des circuits ultra nano-photoniques.

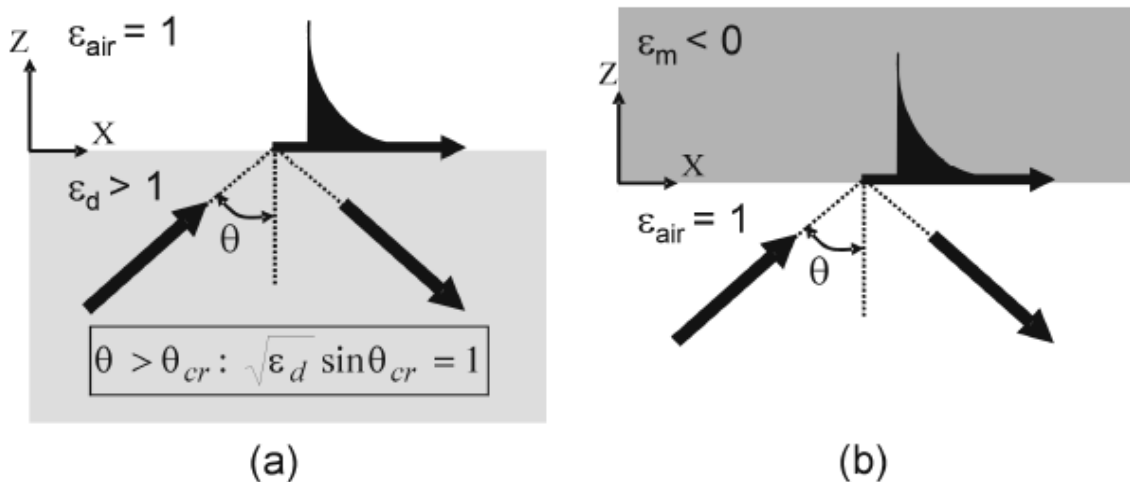


Figure IV-1 : Représentation schématique des ondes évanescences a)-en réflexion totale de la lumière dans un milieu diélectrique et b) –dans un métal à tout angle d'incidence.

Une onde évanescence peut se former dans le demi-espace $z \geq 0$, par exemple dans le processus de réflexion totale, lorsqu'une propagation d'onde dans le demi-espace $z \leq 0$ occupé par un diélectrique de permittivité $\varepsilon_d > 1$ empiète l'interface $z = 0$ entre le diélectrique et l'air sous une incidence θ au-delà de l'angle critique

θ_{cr} qui se détermine selon la loi fondamentale de Fresnel : $\sqrt{\varepsilon_d} \sin(\theta_{cr}) = 1$. Les conditions de continuité des champs de part et d'autre de l'interface étant requises ; i.e, la conservation de k_x implique la formation de l'onde évanescente dans le demi-espace du coté air dont le vecteur d'onde remplit la condition $k_x > \varepsilon_{air} k_0$ (cf.fig IV-11a) soit :

$$k_x = \sqrt{\varepsilon_d} k_0 \sin(\theta) > k_0$$

pour impliquer une expression du champ évanescent de la forme

$$E(r, t) = E_0 \exp i(k_x x - \omega t) \exp(-z k_0 \sqrt{\varepsilon_d \sin^2(\theta) - 1}) \quad (4)$$

Contrairement à ce cas précédent, dans les métaux à pertes, avec une permittivité $\varepsilon = \varepsilon_m(\omega) < 0$, la propagation d'onde n'est pas permise sauf sous une forme évanescente. La conséquence à cela revient du fait que l'amplitude du vecteur d'onde k est imaginaire pure (Cf. Eq.(2)). Par exemple, en considérant le demi-espace $z > 0$ qui se trouve occupé par le métal faisant une interface avec l'air, on ne trouve aucune propagation d'onde dans l'air (vers le métal) pour former une onde évanescente dans le métal (Cf. Fig. 1(b)). On écrit

$$k_x^2 + k_z^2 = \varepsilon_m k_0^2 < 0$$

Cette relation de dispersion entre les composantes du vecteur d'onde entraîne l'expression du champ électrique

$$E = E_0 \exp i(k_x x - \omega t) \exp(-z k_0 \sqrt{\sin^2 \theta - \varepsilon_m}) \quad (5)$$

Il est à noter que pour les métaux typiques (Ag, Au, Cu, .. ect) leur constante diélectrique complexe, $\varepsilon_m = \varepsilon_m^r + i\varepsilon_m^i$ vérifie la condition $\varepsilon_m^i \ll |\varepsilon_m^r|$, impliquant une pénétration du champ électrique dans ces métaux estimée par $|k_z|^{-1} = \lambda_0 / (2\pi \sqrt{|\varepsilon_m|})$ qui reste faible typiquement à une échelle nanométrique.

IV-3. Propagation des PPSs

On considère la propagation d'une onde *EM* monochromatique (polarisée *TM*) de fréquence angulaire ω incidente sur un système constitué d'un milieu de

Permittivité $\varepsilon_d > 0$ dans la région $z > 0$ et un métal caractérisé par une permittivité $\varepsilon_m(\omega)$ dans la région $z < 0$ (cf. Fig IV-2).

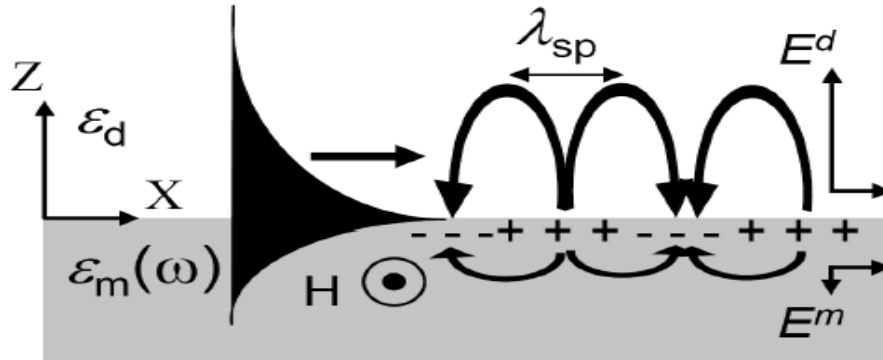


Figure IV-2 : Représentation schématique de la distribution d'intensité et des composantes du champ E.M du PPS supporté par une interface diélectrique-métal.

Les modes SPPs à l'interface $z = 0$ constituent deux ondes évanescentes similaires à celles exprimées par les Eqs. (4) et (5) et représentées dans la (Fig. IV-1) Puisque les composantes tangentielles des champs \vec{E}_i et $\sum_i \vec{E}_i$ sont continues à travers l'interface (impliquant que la composante k_x du vecteur d'onde est conservatif) le champ électrique de tel mode peut s'écrire :

$$E(z > 0) = \begin{pmatrix} E_x^0 \\ 0 \\ E_z^d \end{pmatrix} e^{i(k_{sp}x - \omega t)} e^{-z\sqrt{k_{sp}^2 - \varepsilon_d k_0^2}} \quad (6. (a))$$

$$E(z < 0) = \begin{pmatrix} E_x^0 \\ 0 \\ E_z^m \end{pmatrix} e^{i(k_{sp}x - \omega t)} e^{z\sqrt{k_{sp}^2 - \varepsilon_m k_0^2}} \quad (6. (b))$$

où E_x^0 et $E_z^{d,m}$ sont les amplitudes associées aux composantes du champ électrique dans le diélectrique (de métal), et $k_{sp} = k_x$ est la constante de propagation du mode

qu'il ya lien à déterminer. Puisque les composantes du champ électrique doivent satisfaire à la loi de coulomb ($\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$) de part et d'autre de l'interface, les composantes normales (perpendiculaires à l'interface) du champ sont reliées à la composante tangentielle par :

$$E_z^d = \frac{i k_{sp}}{\sqrt{k_{sp}^2 - \varepsilon_d k_0^2}} E_x^0$$

$$E_z^m = - \frac{i k_{sp}}{\sqrt{k_{sp}^2 - \varepsilon_m k_0^2}} E_x^0$$
(7)

Finalement, en écrivant la condition de continuité appropriée pour les composantes normales du champ électrique:

$$\varepsilon_d E_z^d = \varepsilon_m E_z^m$$

Il en résulte la relation de dispersion décrivant la propagation des modes SPPs

$$k_{sp}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m(\omega)\varepsilon_d}{\varepsilon_m(\omega)+\varepsilon_d}}$$
(8)

Dans la suite du manuscrit, de l'Eq.8 on définit l'indice effectif, $n_{eff} = \frac{k_{sp}}{k_0}$ où $k_0 = \frac{\omega}{c}$ qui illustre le mode de propagations des PPSs à travers un guide métallique constitue d'un métal de permittivité $\varepsilon_m(\omega)$ et un milieu diélectrique de permittivité ε_d . De cette relation fondamentale décrivant la propagation des modes PPS, il en découle Les conditions relatives pour la présence d'onde évanescente (ou PPS) puisque $Re\varepsilon_m < 0 \rightarrow Re(\varepsilon_m + \varepsilon_d) < 0$ tout l'intérêt de cette section toute était de définir ces deux conditions particuliers à réaliser pour mettre en évidence la présence des modes PPS. Ces conditions sont satisfaites dans les métaux (Ag, Au, Al) dans le spectre visible et infrarouge.