

Chapitre III

Manipulation des ondes électromagnétiques à travers une ouverture nanométrique dans un métal

III-1: Introduction

Des ouvertures nanométriques percées dans une surface métallique se décrivent par des propriétés optiques conduisant à l'apparition de champ électrique d'une amplitude très importante identifiée par la transmission exaltée [11,12]. C'est le phénomène de confinement des modes PPS induit par le couplage optique des photons incidents sur la structure et les électrons libres de conduction localisés en surface du matériau impliqué. Plusieurs structures ont été suggérées dans la littérature [13,14]. L'efficacité en transmission à travers une simple ouverture sub-longueur d'onde dans un film métallique peut atteindre l'effet tunnel optique à travers le mode fondamental guidé dans l'ouverture. Le rôle clé de l'ouverture sur le processus de transmission de la lumière a été démontré expérimentalement [15,16,17] et théoriquement [18,19,20,21]. La manipulation d'une telle échelle sub-longueur d'onde à travers les ouvertures dans les métaux reste un challenge pour la fabrication des sondes destinées à la microscopie optique en champ proche [22]. Cependant, le confinement à travers des ouvertures très fines a permis la présence d'un champ accru dans l'analyse de la fluorescence des molécules [13, 23].

Cet effet de champ accru a été également atteint à travers une matrice de trous sur une surface métallique [11] dont la conséquence est l'excitation des SPP sur la surface plate du métal [24, 25]. Les propriétés de dispersion des ondes de surface sont fortement dépendantes de la géométrie de l'ouverture [26, 27]. Le rôle de la taille et de la finesse de chaque ouverture sur la résonance de la transmission a été mis en évidence expérimentalement par plusieurs groupes [28, 29,30, 31]. Un autre exemple très récent du rôle crucial de la géométrie de l'ouverture sur les propriétés optiques de

ces structures est l'amplification de la réponse optique non linéaire des films métalliques avec un réseau de trous en surface [32]. Ces propriétés sont attribuées à des modes lents qui se manifestent par la présence d'une fréquence de coupure associée à chaque trou.

Des études théoriques sur la transmission de la lumière à travers des trous unique ou à travers des rangées de trous dans les films métalliques, plusieurs approches ont été utilisées pour modéliser la propagation électromagnétique dans les ouvertures. Le modèle simple fait l'usage des parois métalliques parfaites [19, 33,24] qui peuvent être modifiées sur le rayon du trou [34]. Du Dans ce sens, plusieurs méthodes de calcul numériques ont été développées à l'étude des modes optiques et de la transmission de la lumière [25, 30, 35] par (décomposition de Fourier) [25, 30,35] FDTD [36] ; ou par les éléments finis [37]. Une étude des modes optiques dans des trous cylindriques a été entreprise dans plusieurs références [38, 39,40], et récemment il a été évoqué le cas des ouvertures rectangulaire [41] et circulaire [42] comme des guides d'ondes métalliques. Plusieurs méthodes numériques ont élaboré pour le cas de diverses formes géométriques pour les trous [43]. En fait, dans ces il n'a pas été impliqué le rôle respectif de la forme du trou, la taille, et la permittivité du métal. Ici nous employons les formules analytiques pour le calcul de l'indice effectif du mode fondamental optique guidé dans des trous rectangulaires à l'échelle nanométrique.

Au moyen de cette théorie, il est parvenu à interpréter physiquement l'influence de la forme et la taille des trous, et le rôle de la permittivité finie du métal. Le dimensionnement du guide relativement à la pénétration de profondeur du champ électromagnétique dans les parois métalliques permet de décrire le rôle du couplage des plasmons polaritons de surface dans deux cas alternatifs *MIM* et *IMI*. Dans ce travail, nous reportons une étude sur les modes fondamentaux *1D* et *2D* d'un guide d'onde métallique sub-longueur. Les expressions analytiques de l'indice effectif *1D* et *2D*, sont traitées numériquement tout en introduisant l'influence des paramètres optiques des deux cas suggérés.

III-2 : Couplage des plasmons-polaritons de surface dans un guide d'onde métallique *1D*

Nous présentons l'étude un guide d'onde métallique à une dimension. Il s'agit d'un milieu diélectrique de permittivité ϵ_d et de largeur w entouré d'un conducteur

métallique semi-infini de permittivité ϵ_m (Cf. fig. III-1 (a)). Dans la suite il est noté par d et m les deux régions de la structure ainsi constituée. On note par k le vecteur d'onde du mode fondamental guidé, et $k_0 = 2\pi/\lambda$ et le vecteur d'onde de la propagation dans l'espace libre.

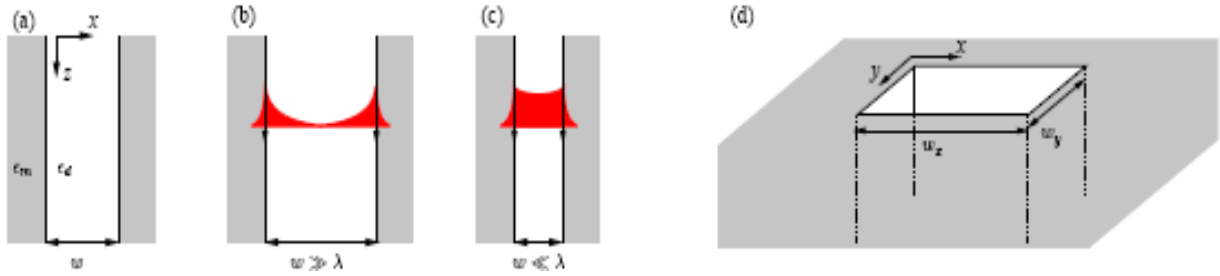


Figure III-1 : Représentation schématique : a) d'un guide d'onde métallique plan à 1D et d) guide d'onde métallique rectangulaire 2D. Le mode fondamental TM plan à 1D du guide d'onde est composé de deux ondes plasmons de surface (en noir). Ces ondes sont faiblement couplées dans les largeurs du guide d'ondes ($w \gg \lambda$, (b)) et sont fortement couplées dans le cas de largeurs plus rétrécies ($w \ll \lambda$, (c)).

Dans le cas de parois métalliques parfaites, le mode fondamental du guide d'onde est un mode TEM dont le vecteur d'onde axial est $k = \sqrt{\epsilon_d} k_0$ ou k est indépendant de la largeur w du guide d'onde, et il est clair qu'il n'y a pas de fréquence de coupure. Dans le cas où le métal est non parfait, l'équation exacte du mode $1D$ dans le guide est donnée par :

$$\frac{k_{xd}}{\epsilon_d} \left[\frac{1 - e^{ik_{xd}w}}{1 - e^{-ik_{xd}w}} \right] + \frac{k_{xm}}{\epsilon_m} = 0 \quad (III.1)$$

Où

$$k_{xd} = \sqrt{\epsilon_d k_0^2 - k^2} \quad \text{et} \quad k_{xm} = \sqrt{\epsilon_m k_0^2 - k^2}$$

Dans la limite d'un guide d'onde large : $w \gg \lambda$, la solution approximative est obtenue pour le mode fondamentale TM_0 . Quand $|Im(k_{xd}w)| \gg 1$, l'Eq. (III.1). Se

réduit à $\frac{k_{xd}}{\varepsilon_d} + \frac{k_{xm}}{\varepsilon_m} = 0$, qui est l'expression exacte de la relation de dispersion des plasmons-polaritons de surface (SPPs) sur interface semi-infinie diélectrique-métal (Cf. Chap. II). L'indice effectif de ce mode est :

$$n_{eff} = \frac{k}{k_0} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varepsilon_d} + \frac{1}{\varepsilon_m}}}$$

Le mode fondamental *TM* est composé d'une propagation de deux SPPs non couplés le long des parois des deux interfaces diélectrique-métal dans la largeur du guide (voir fig. III-1 (b)). Pour des guides plus rétrécis, c'est-à-dire dans une échelle sub longueur d'onde, le couplage entre les deux SPPs ne pas être négligé.

Dans le cas : $|k_{xd} w| \ll 1$, $\frac{1-e^{ik_{xd}w}}{1+e^{ik_{xd}w}} \sim -ik_{xd}w/2$

L'équation (III.1) devient :

$$\frac{k_{xm}}{\varepsilon_m} = \frac{k_{xd}}{\varepsilon_d} \left(\frac{ik_{xd}w}{2} \right) \quad (III.2)$$

Avec

$$k_{xd}^2 - k_{xm}^2 = (\varepsilon_d - \varepsilon_m)k_0^2$$

D'où il est aisément déduit l'équation du mode en fonction de k_{xd} :

$$k_{xd}^2 \left[1 + k_{xd}^2 \left(\frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_d} \right)^2 \frac{w^2}{4} \right] = (\varepsilon_d - \varepsilon_m)k_0^2 \quad (III.3)$$

Ainsi, nous obtenons une expression analytique de l'indice effectif du mode fondamental TM_0 décrivant le couplage des SPPs :

$$n_{1d} = \frac{k}{k_0} = \sqrt{\varepsilon_d} \left(1 + \frac{\lambda}{\pi w \sqrt{-\varepsilon_m}} \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_d}{-\varepsilon_m}} \right)^{1/2} \quad (\text{III.4})$$

Le traitement analytique du comportement de l'indice effectif n_{1d} du mode fondamental TM du guide d'onde métallique plan dans les conditions $\varepsilon_d = 1$ et $\varepsilon_m = -50$ est reporté dans la partie des résultats.

L'expression $\frac{\lambda}{\pi w \sqrt{-\varepsilon_m}} \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_d}{-\varepsilon_m}}$ dans Eq. (III.4) est un terme de correction impliquant le couplage des SPPs. L'équation (III.4) peut être simplifiée en considérant deux cas :

- i) en négligeant le terme $\sqrt{1 + \frac{\varepsilon_d}{-\varepsilon_m}}$ du fait que $|\varepsilon_m| \gg \varepsilon_d$.
- ii) en utilisant le modèle de Drude pour la permittivité du métal on parvient à l'expression de l'indice effectif n_{1d} qui s'écrit :

$$n_w = \sqrt{\varepsilon_d \left(1 + \frac{2\delta_c}{w} \right)} \quad (\text{III.5})$$

Où $\delta_c = \frac{c}{\omega_p}$ est une bonne approximation de la profondeur de la peau dans le métal de fonction diélectrique selon le modèle de Drude $\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}$ ou $\omega = k_0 c$ est la fréquence angulaire.

Précisément, l'équation (III.5) est valable lorsque $\gamma \ll \omega \ll \omega_p$. Pour les métaux à hautes conductivités tels que Ag, Au, Al, ...ect, l'intervalle en fréquence correspond au proche et moyen infra rouge. Pour le cas de l'argent, les paramètres dont dépend la permittivité sont $\omega_p = 1.2 \times 10^{16}$ rd/s et $\gamma = 1.45 \times 10^{13}$ rd/s.

Ce mécanisme de confinement de la lumière a conduit à la réalisation des guides d'ondes des plasmons polaritons à l'échelle sub-longueur d'onde dans un métal portant des rainures en surface [44,45,46].

III-3 : guide d'onde métallique rectangulaire 2D

Nous considérons maintenant un guide d'onde métallique rectangulaire 2D (fig. III-1 (d)) de dimensions w_x et w_y avec $w_x > w_y$ et tel que $\lambda \gg w_x, w_y$ est contenue dans la bande spectrale entre l'infrarouge proche et le moyen infrarouge et dont la valeur est avant la longueur d'onde de coupure λ_c (λ inférieure à λ_c). Nous nous intéressons à l'étude du mode TE_{10} . Ce mode à la plus petite atténuation le long du guide d'onde, il a démontré qu'il devrait jouer un rôle prédominant dans la transmission exaltée à travers des ouvertures sub-longueur d'onde dans un film métallique[24]. Récemment, **Gordon et al** ont montré que pour un bon métal le problème pour un guide 2D peut être approximé par deux problèmes 1D, conduisant à l'évaluation exacte de la longueur d'onde de coupure des guides d'ondes métalliques rectangulaires[41]. Dans la suite, nous utilisons une semblable approche pour obtenir la formule analytique de l'indice effectif des modes d'onde du guide. Les deux problèmes 1D sont décrits par des équations des modes des guides d'ondes métalliques 1D qui sont simplifiées par des approximations au premier ordre. Nous soulignons que les pertes par absorption dans le métal sont incluses dans le modèle. Il est à noter qu'une approche alternative basée sur la perturbation des conditions aux limites et le théorème de Green a été décrite par Jackson [47]. Dans les conditions précédemment citées, nous avons utilisé les équations simples permettant de discuter le rôle des plasmons-polaritons de surface couplés, et celui de la profondeur de peau du métal.

III-3-1 : Expression analytique du mode TE_{10}

Dans le cas d'un métal parfait, le vecteur d'onde du mode TE_{10} est exprimé par :

$$k_0 = \sqrt{\varepsilon_d k_0^2 - \frac{\pi^2}{w_x^2}}$$

Et ce mode peut être décomposé par deux ondes planes dont les vecteurs d'ondes sont dans le plan (x, z) . Dans le cas d'un bon métal mais non parfait, le mode TE_{10} peut être décomposé par deux plasmons polaritons de surface pairs couplés se propageant dans le plan (x, z) à la coordonnée $y = 0$ et $y = w_y$ [31]. Le vecteur

d'onde axial k de ce mode peut être calculé par l'équation du mode symétrique mode TE_1 transverse électrique du guide métallique plan, en remplaçant la permittivité diélectrique ϵ_d par une permittivité effective $\epsilon'_d = n_{1d}^2$ où n_{1d} est l'indice effectif des SPPs couplés exprimé par Eq. (III 4). L'équation du mode TE_1 s'écrit :

$$\tan(k_{xd} w_x / 2) = i \frac{k_{xm}}{k_{xd}} \quad (\text{III.6})$$

En utilisant l'approximation de la fonction tangente au premier ordre $k_{xd} = \frac{\pi}{w_x}$, et en tenant compte de la relation $k_{xd}^2 - k_{xm}^2 = (\epsilon'_d - \epsilon_m)k_0^2$, on parvient à exprimer l'indice effectif $2D$ du mode TE_{10} par :

$$n_{2d} = \frac{k}{k_0} = \sqrt{\epsilon'_d - \left(\frac{\lambda}{2w'_x}\right)^2} \quad (\text{III.7})$$

Où la largeur effective w'_x est donnée par :

$$w'_x = w_x \left(1 + \frac{\lambda}{\pi w_x \sqrt{(\epsilon'_d - \epsilon_m) + \left(\frac{\lambda}{2w_x}\right)^2}} \right) \quad (\text{III.8})$$

Les formules analytiques exprimées par les Eq. (III.7) et (III.8) pour l'indice effectif du mode TE_{10} du guide d'onde rectangulaire $2D$ sont explicitées par deux paramètres effectifs nécessaires à décrire le couplage des plasmons-polaritons de surface.

III-3-2 : Rôle de la profondeur de peau

Puisque nous étudions les guides sub-longueur d'onde, i.e., $w_x < \lambda$ et $\epsilon'_d \ll |\epsilon_m|$ il est facilement déduit que la largeur effective w'_x approximée s'écrit :

$$w'_x = w_x + 2\delta$$

Où δ est la profondeur de peau définie précédemment. Le rôle du métal sur l'indice effectif prend en compte une profondeur de peau constante dans la largeur spectrale proche IR et moyen IR , conduisant à exprimer l'indice n_{2d} du mode TE_{10} par :

$$n_{2d} = \sqrt{\varepsilon_d \left(1 + \frac{2\delta}{w_y}\right) - \left(\frac{\lambda}{2(w_x + 2\delta)}\right)^2} \quad (\text{III.10})$$

Et à partir de l'équation (III.10) on prévoit une interprétation très simple de l'effet de profondeur de peau du métal sur le mode fondamental de guide TE_{10} . On note que la profondeur de pénétration δ du champ électromagnétique dans le métal ne joue pas le même rôle sur les différentes parois métalliques du guide d'onde. Sur la direction x la largeur effective entraîne une augmentation de la largeur w_x du guide d'onde par 2δ . Sur la direction y , l'effet de la permittivité finie du métal est due au couplage des plasmons-polaritons de surface, et cet effet n'est sensible que pour le cas de largeurs qui n'excèdent pas l'ordre de la profondeur de peau.

III-3-3 : Longueur d'onde de coupure du guide métallique

A partir de l'éq. (III.10) on déduit l'expression de la longueur d'onde de coupure λ_c du guide d'onde rectangulaire dépendant des dimensions w_x , w_y et de la profondeur de peau δ :

$$\lambda_c = 2(w_x + 2\delta) \sqrt{\varepsilon_d \left(1 + \frac{2\delta}{w_y}\right)} \quad (\text{III.11})$$

Permettant de donner une interprétation simple due à la permittivité finie du métal. Dans les conditions indiquées sur les dimensions du guide ; c'est-à-dire l'ouverture, le comportement de la longueur d'onde de coupure se manifeste par un décalage vers le rouge du pic de transmission observés à travers des ouvertures uniques dans les métaux [17,19,20,21,41]. Dans chacune des parois métalliques, l'augmentation de la pénétration du champ électromagnétique augmente le seuil de la longueur d'onde de coupure. Cependant, l'importance de cet effet n'est pas le même sur chaque direction comme il est prédit par l'indice effectif.

Dans une forme plus simple, l'équation (III.11) est normalisée par rapport à la profondeur de peau δ :

$$\frac{\lambda_c}{\delta} = 2\left(\frac{w_x}{\delta} + 2\right) \sqrt{\varepsilon_d \left(\frac{1}{\delta} + \frac{2\delta}{w_y/\delta}\right)}$$

Et de laquelle se dégage la longueur d'onde de coupure proportionnelle à la profondeur de peau du mode fondamental TE_{10} du guide d'onde rectangulaire dans la dépendance entre les dimensions normalisées w_x/δ , et w_y/δ .

III-4 : Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les modes fondamentaux $1D$ et $2D$ d'un guide d'onde métallique sub-longueur d'onde. Le modèle d'indice effectif décrit d'une façon approchée (au premier ordre) le couplage des plasmons-polaritons de surface. Les approches adoptées révèlent le rôle des parois métalliques non parfaites sur les modes optiques. Pour les effets dégagés on introduit la profondeur de peau du métal ce qui conduit à obtenir des expressions simples pour l'indice effectif n et la longueur d'onde de coupure λ_c du mode fondamentale de guide. L'analyse analytique des courbes de n et λ_c sont présentés pour décrire les propriétés des guides d'onde métalliques rectangulaires. Ces prédictions fournissent un moyen simple d'évaluer le rôle du métal et de la géométrie des ouvertures nanométriques. Cette description théorique devrait être un outil efficace pour concevoir de nouvelle structure métallique pour l'analyse de la transmission efficace de mono molécule dans des ouvertures sub longueur d'onde [23,13], et des effets optiques non linéaires dans les films métalliques [32]. Les propriétés de la transmission à travers les nanostructures sont exploitées pour diverses applications telles que les circuits photoniques nano lithographie, extraction de la lumière à partir des LEDs et l'enregistrement optique [48]. Pour donner une idée brève sur la transmission efficace à travers une ouverture les modes de surface à l'entrée du trou se couple de façon évanescence la sortie du trou avant une réémission dans l'espace libre de propagation.