

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



UNIVERSITE ABOU BEKR BELKAID-TLEMCCEN
FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

MEMOIRE
en vue de l'obtention du diplôme de

MAGISTER

Option : PHYSIQUE THEORIQUE

Présenté par :

M^{elle} BORDJI Nadjat

THÈME

**Caractérisation des modes de surfaces sur des interfaces
diélectriques-métamatériau. Application aux guides
plasmonique.**

Soutenue le : Janvier 2011 devant la commission d'examen :

Mr B. LIANI	Professeur	(U .Tlemcen)	Président
Mr B. BOUHAFS	Maître de conférences	(U .Tlemcen)	Directeur de mémoire
Mr M. LEMRENI	Maître de conférences	(U .Tlemcen)	Examineur
Mr A. BENTALHA	Maître de conférences	(U.Tlemcen)	Examineur

Année Universitaire 2010 -2011

REMERCIEMENT

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.

J'exprime ma profonde gratitude à mon encadreur, M^r B.BOUHAFS, Maître de Conférences à l'Université de Tlemcen, pour tous les efforts qu'il a consenti tout au long de l'élaboration ce modeste de travail, ses encouragements et ses précieux conseils.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur B.LIANI, Professeur à l'Université de Tlemcen, d'avoir accepté de présider le Jury de cette mémoire.

Je remercie sincèrement Monsieur M.LEMERENI, Maître de Conférences à l'Université de Tlemcen, et Monsieur A.BENTALHA, Maître de Conférences à l'Université de Tlemcen, d'avoir accepté de faire partie du jury.

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 M.ZERIOUH CHOHRRA secrétaire du département de physique.

Table des matières

Introduction générale	01
Chapitre I : Rappels sur les ondes électromagnétiques	
I.1.Rappel sur les équations de Maxwell	03
➤ Modes Transverse Electrique (TE)	05
➤ Modes Transverse Magnétique (TM)	06
I. 2 Propagation dans les milieux linéaires isotropes.....	07
I. 2.1 Relations de continuité au niveau d'un dioptré	07
I. 2. 2 Réflexion et transmission par un dioptré	08
I. 2. 3 Ondes incidente, réfléchié et transmise	09
I. 2.4 Le champ électromagnétique dans les deux demi espaces.....	09
I.3. Plasmons de surface (PS)	10
I.3. 1. Plasmonique : intérêts et applications	12
I.3. 2. Conditions d'existence des plasmons de surface par une onde lumineuse	12
I.4. Propriétés électromagnétiques des milieux	14
➤ Modèle de Drude.....	14
I .5. Relations de dispersion.....	15
I .5. 1. Système à deux milieux semi- infinis.....	15
I .5.2.Principe de l'excitation de plasmon de surface	16
I .5.3.Couplage optique en mode de réflexion totale atténuée.....	18
Chapitre II : Description de métamatériau et résultats obtenues	
II.1Introduction	24
II.2. Caractéristiques des métamatériaux.....	24
II.3. Présentation des matériaux à indice optique négatif.....	24
II.4. Propriétés Electromagnétiques.....	27
II.5. mode de propagation décrit sur la relation de dispersion.....	30
II.6. Paramètres caractéristiques d'un métamatériau	34

II.7 Caractéristiques de l'évanescence du champ au voisinage d'une interface métamatériau-diélectrique.....	35
II.8. Comportement spectral des paramètres optiques	37
II.9. Modèle géométrique adapté à l'excitation des modes plasmoniques	39
II.9. 1. Calcul analytique du coefficient de réflexion aux interfaces	39
II.9.1.1. Définitions des champs électriques au voisinage des interfaces	39
II.9.1.2. Calcul de la réflectivité lumineuse	41
➤ Cas d'une structure à une interface (prisme-diélectrique)	41
➤ Cas d'une structure avec la présence d'un métal	43
➤ Cas d'une structure à une interface (Prisme-métamatériau-diélectrique)	45
II.10 Etude comparative entre différentes natures d'interfaces	52

Chapitre III : Champ proche sur un métamatériau (Densité d'état)

III.1. Introduction.....	54
III.2. Le champ proche.....	57
III.3. Contribution des champs électromagnétiques en champ proche.....	57
➤ III.4.1 contribution du champ proche sur le champ électrique	57
➤ III.4.2 contribution du champ proche sur le champ magnétique	57

Conclusion générale	63
----------------------------------	-----------

Références bibliographiques

Introduction générale

Le développement des nanotechnologies au cours des 20 dernières années a permis l'émergence de nouveaux matériaux pour la *nanophotonique*, tels que les cristaux photoniques, et depuis une vingtaine d'années, l'émergence de composites artificielles hyperfréquences a ouvert de nouvelles perspectives dans le domaine de la réflexion et de la transmission d'une onde électromagnétique. En 2001, il a été démontré qu'une onde électromagnétique peut se propager dans un « milieu d'indice optique négatif » [1, 2]. Une onde incidente franchissant la surface de séparation du vide et d'un tel milieu est réfractée selon un angle négatif, ce qui n'avait jamais été observé au paravent (par exemple sur les métaux nobles). Ce dernier phénomène observé sur la surface d'un métamatériau constituant une structure artificielle possède des propriétés que l'on ne retrouve dans aucun matériau naturel. Le métamatériau étant apparu seulement en 1999, est une découverte assez récente, Quoique la physique régissant son fonctionnement fût élaborée dans les années 1960 par le physicien russe Victor Veselago, ce dernier a du attendre jusqu'en l'an 2000 pour voir la première réalisation de son concept comme des superlentilles.

La réalisation de ces composants repose sur une structuration sub-longueur d'onde de matériaux diélectriques ou métalliques. Cette structuration offre de nouvelles possibilités pour contrôler la propagation des ondes électromagnétiques (direction, vitesse de groupe, pertes), et permet par exemple la réalisation de guides d'onde de très faibles dimensions latérales, ou le confinement de la lumière dans des volumes est extrêmement faible. Ces dernières années, l'étude de l'interaction de la lumière avec les nanostructures métalliques, la *plasmonique*, a connu un vif intérêt. La raison vient de la particularité des *plasmons de surface* (oscillations collectives de charges), qui permettent la propagation de la lumière non pas dans le volume d'un matériau diélectrique, mais le long d'une interface. Dans la direction perpendiculaire de l'interface entre un métal et un diélectrique, le champ électrique associé à ces ondes présente le caractère évanescent. Le confinement du plasmon est en fait un processus de couplage des oscillations des électrons libres du métal et le photon de la radiation incidente sur la structure.

Depuis leur mise en évidence, les plasmons de surface ont permis de proposer des solutions nouvelles pour des dispositifs de détection des effets d'interface,

de guidage ou d'émission de l'information optique. Ainsi, les plasmons de surface sont très sensibles à l'environnement proche des métaux. Une petite modification de l'indice optique près de l'interface change leur condition de résonance sur un film métallique. En mesurant ce décalage, il est possible de détecter la présence de seulement quelques molécules au voisinage d'un film métallique et de réaliser ainsi des détecteurs très sensibles par exemple pour l'analyse de molécules isolées [3] en biologie ou en chimie. La propriété principale des plasmons de surface à retenir c'est de manipuler et guider la lumière le long d'une interface entre un métal et un diélectrique relativement aux paramètres de structure tels que l'épaisseur, et les fonctions diélectriques. Contrairement aux guides d'onde diélectriques, la lumière est naturellement confinée près d'une interface. De nombreuses recherches se sont concentrées récemment sur l'optimisation des pertes de propagation, et sur les possibilités d'ajouter un confinement latéral (dans le plan de l'interface) au confinement vertical naturel des ondes évanescentes.

C'est en **1968** qu'**Otto** montre que ces ondes de surface peuvent être excitées en utilisant la réflexion totale atténuée. Au courant de la même année, **Kretschmann** et **Raether** obtiennent les mêmes résultats à partir d'une configuration d'Otto légèrement modifiée. Suite à ces travaux, l'intérêt porté à l'étude aux plasmons de surfaces a considérablement augmenté, en particulier pour caractériser les films minces et pour l'étude de processus se déroulant sur des interfaces métalliques.

Pour cela nous nous sommes intéressés dans ce mémoire à l'étude de la propriété principale de guider la lumière à travers une structure qui contient un métamatériau et faire une étude comparative avec celle qui contient un métal.

La structure de ce manuscrit est décrite par trois parties principales:

- Dans le premier chapitre, nous présenterons un bref rappel sur les plasmons de surface et leur excitation.
- Dans le deuxième chapitre, nous présentons une description des métamatériaux et la discussion des résultats obtenus.
- le dernier chapitre présente une étude en champ proche de la densité d'état.

Enfin, nous terminons par une conclusion générale.

Chapitre I :

*Rappels sur les ondes
électromagnétiques*

I.1 Rappel sur les équations de Maxwell :

Les équations de Maxwell représentent les bases de l'électromagnétisme, c'est à dire que ces équations permettent de décrire les évolutions spatio-temporelles du champ électrique et du champ magnétique.

$$\begin{array}{l}
 \text{MG: Maxwell-Gauss: } \operatorname{div} \vec{D} = \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \\
 \text{M}\emptyset: \text{ Maxwell-flux: } \operatorname{div} \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\
 \text{MF: Maxwell-Faraday: } \operatorname{rot} \vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
 \text{MA: Maxwell-Ampère: } \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}
 \end{array} \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{MG: Maxwell-Gauss: } \operatorname{div} \vec{D} = \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \\ \text{M}\emptyset: \text{ Maxwell-flux: } \operatorname{div} \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \text{MF: Maxwell-Faraday: } \operatorname{rot} \vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{MA: Maxwell-Ampère: } \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{array}} \right\} \quad (\text{I.1})$$

Dans le cas d'un diélectrique parfait, elles s'écrivent de la manière suivante [4] :

$$\begin{array}{l}
 \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
 \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\
 \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\
 \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0
 \end{array} \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \end{array}} \right\} \quad (\text{I.2})$$

Avec :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 n^2 \vec{E}, \vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

Où \vec{E} : est le champ électrique exprimé en $V.m^{-1}$.

\vec{B} : est le champ magnétique exprimé en Tesla (T).

\vec{D} : L'induction électrique (déplacement électrique) exprimé en $C.m^{-2}$.

ϵ : la permittivité diélectrique absolue du milieu exprimée en $F.m^{-1}$, $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, ϵ_r est la permittivité relative du milieu, dans le vide.

Le terme $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ est communément appelé densité de courant de déplacement.

t : temps exprimé en secondes (s).

μ : la perméabilité magnétique absolue du milieu exprimée en $H.m^{-1}$, $\mu = \mu_0 \mu_r$, μ_r est la perméabilité magnétique relative. $\mu_r = 1$ pour un milieu "non magnétique".

Développons les deux premières équations de Maxwell afin d'obtenir les relations entre les composantes des champs.

Première équation de Maxwell :

$$\overrightarrow{\text{Rot}}\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

Pour un champ électromagnétique périodique dans le temps, on peut considérer

$$\frac{\partial}{\partial t} = i\omega$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -i\omega\mu\vec{H}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega\mu H_x \quad (I.3)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\omega\mu H_y \quad (I.4)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu H_z \quad (I.5)$$

La deuxième équation (I.2) donne (on pose $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$) :

$$\text{Rot}\vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Pour un champ électromagnétique périodique dans le temps, on peut considérer

$$\frac{\partial}{\partial t} = i\omega$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = i\omega\mu\vec{E}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\mu E_x \quad (I.6)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\mu E_x \quad (I.7)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega\mu E_z \quad (I.8)$$

En examinant ces équations, on remarque qu'il existe deux types de solutions sont possibles pour cet ensemble d'équations : des ondes avec un champ électrique

transverse “ondes TE” et des ondes avec un champ magnétique transverse “ondes TM”. Puisque aucune variation d’indice ne survient en x , alors toutes les dérivées partielles par rapport à x seront nulles. Les équations (I.3) à (I.8) deviennent alors séparables en 2 groupes de 3 équations [5].

➤ Modes Transverse Electrique (TE)

Le champ électrique incident est polarisé perpendiculairement au plan d’incidence, le champ magnétique est contenu dans le plan d’incidence.

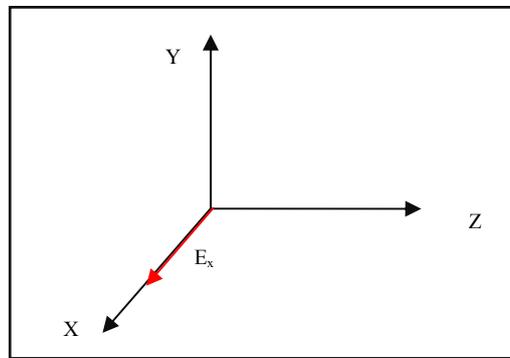


Fig. I.1 : Mode TE.

Le champ électrique des ondes TE ne possède qu’une composante non nulle, il s’agit de E_x . Le champ magnétique aura alors deux composantes non nulles, soit H_y et H_z [6].

Les équations (I.4), (I. 5) et (I. 6) s’écrivent alors :

$$\frac{\partial E_x}{\partial Z} = -i\omega\mu H_y \quad (\text{I.9})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu H_z \quad (\text{I.10})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial Z} = i\omega\mu E_x \quad (\text{I.11})$$

Ce qui implique que l’équation (I.9) et (I.10) devient :

$$H_y = -\frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_x}{\partial Z} \quad (\text{I.12})$$

$$H_z = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_x \quad (\text{I.13})$$

On remplace l'équation (I.12) et (I.13) dans (I.11) on aura :

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + (\omega^2 \varepsilon \mu - \beta^2) E_x = 0$$

Posons : $k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu - \beta^2$.

On écrira la solution générale sous la forme :

$$E_x = A_1 \exp(ik_z) + A_2 \exp(-ik_z)$$

➤ Modes Transverse Magnétique (TM)

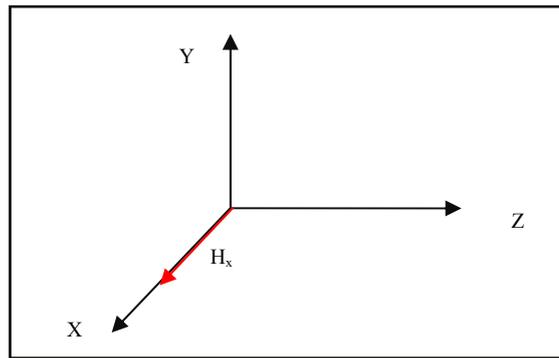


Fig. I.2 : Mode TM.

Le champ magnétique des ondes (TM) ne possède qu'une composante non nulle, il s'agit de H_x . Le champ électrique aura alors deux composantes non nulles, soit E_y et E_z [6].

Les équations (I.3), (I.7) et (I.8) s'écrivent alors :

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega\mu H_x \quad (\text{I.14})$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = i\omega\mu E_y \quad (\text{I.15})$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega\mu E_z \quad (I.16)$$

Ce qui implique que l'équation (I.15) et (I.16) devient :

$$E_y = -\frac{1}{i\omega\epsilon} \frac{\partial H_x}{\partial z} \quad (I.17)$$

$$E_z = \frac{\beta}{\omega\epsilon} H_x \quad (I.18)$$

On remplace l'équation (I.17) et (I.118) dans (I.16) on aura :

$$H_y = -\frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + (\omega^2\epsilon\mu - \beta^2)H_x = 0$$

Posons : $k^2 = \omega^2\epsilon\mu - \beta^2$.

On écrira la solution générale sous la forme :

$$E_x = A'_1 \exp(ik_z) + A'_2 \exp(-ik_z)$$

I. 2 Propagation dans les milieux linéaires isotropes:

I. 2.1 Relations de continuité au niveau d'un dioptre

On aborde ici un aspect des milieux inhomogènes : que se passe-t-il lorsqu'une onde arrive à l'interface entre deux milieux ? on considérera ici une interface plane entre un premier milieu 1 situé dans le demi-espace $z > 0$ et un second milieu 2 situé dans le demi-espace $z < 0$.

Pour analyser [7] ce problème, il nous faut analyser ce que donnent les équations de Maxwell à l'interface des deux milieux. on obtient alors ce que l'on nomme relations de continuité. on notera de l'indice 1 les champs en $z=0+$ c'est-à-dire dans le milieu 1 juste au dessus de l'interface et de l'indice 2 les champs en $z=0-$. Ces relations sont :

$$\left. \begin{aligned} \vec{D}_{N2} - \vec{D}_{N1} &= \sigma \vec{n}_{12} \\ \vec{B}_{N2} - \vec{B}_{N1} &= 0 \\ \vec{E}_{T2} - \vec{E}_{T1} &= 0 \\ \vec{H}_{T2} - \vec{H}_{T1} &= \vec{J}_s \times \vec{n}_{12} \end{aligned} \right\} \quad (I.19)$$

Les indices N et T correspondent aux composantes du champ normales à la surface et tangentielles et j_s, σ sont des densités surfaciques de charge et de courant n_{12} est la normale à la surface dirigée du milieu 1 vers le milieu 2.

Quelque soit la situation, la composante E^T parallèle à la surface du champ électrique E est continue, ainsi que la composante normale B^N du champ magnétique B .

En l'absence de charges libres de surfaces et de courants surfaciques, la composante D^N perpendiculaire à la surface du champ D est continue, ainsi que la composante H^T parallèle à la surface du champ électrique H .

On suppose maintenant d'une part que chacun de ces milieux est homogène et isotrope et d'autre part qu'il n'y a aucune charge libre de surface ni courant libre de surface. Ces équations deviennent alors

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_2 \vec{E}_{N2} - \epsilon_1 \vec{E}_{N1} &= 0 \\ \vec{B}_{N2} - \vec{B}_{N1} &= 0 \\ \vec{E}_{T2} - \vec{E}_{T1} &= 0 \\ \frac{1}{\mu_2} \vec{B}_{T2} - \frac{1}{\mu_1} \vec{B}_{T1} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (I.20)$$

I. 2. 2 Réflexion et transmission par un dioptre :

Nous considérons deux demi-espaces séparés par un dioptre plan.

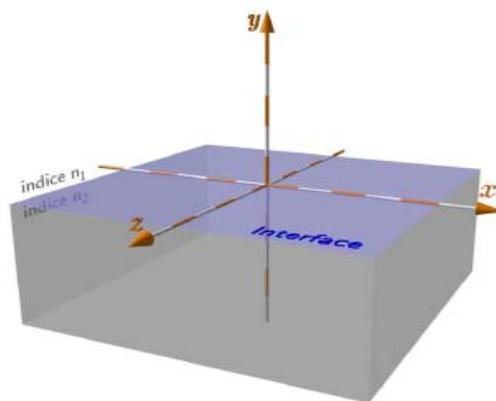


Fig. I.3 : Le dioptre est le plan xoz. Le demi-espace correspondant à $y > 0$ est rempli d'un milieu 1 d'indice optique n_1 le demi-espace correspondant à $y < 0$ est rempli d'un milieu 2 d'indice optique n_2

I. 2. 3 Ondes incidente, réfléchi et transmise

Nous considérons une onde plane progressive de vecteur d'onde k_i se dirigeant vers le dioptre (fig . I.4). Le vecteur d'onde k_i fait un angle θ (angle d'incidence) avec l'axe oy qui est normal à l'interface. A l'interface entre les deux milieux, on constate deux phénomènes :

-après à traversée du dioptre, l'onde est déviée. C'est le phénomène de réfraction.

L'onde transmise est toujours une onde plane progressive. Son vecteur d'onde k_t fait un angle θ avec l'axe oy .

-une onde plane est renvoyée par le dioptre vers le milieu 1. C'est le phénomène de réflexion. Cette onde réfléchi est aussi une onde plane progressive. son vecteur d'onde k_r fait un angle θ_r avec l'axe oy .

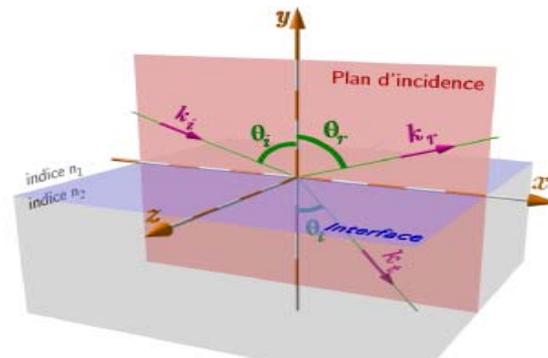


Fig. I.4 : Les vecteurs d'ondes incident, transmis et réfléchi sont dans un même plan : le plan d'incidence. Ce plan est perpendiculaire à l'interface

Notons immédiatement que les pulsations de ces trois ondes sont identiques.

I. 2.4 Le champ électromagnétique dans les deux demi-espaces.

Dans le demi-espace $y > 0$ le champ électrique $\vec{E}(x, y > 0, z, t)$ est la superposition des ondes incidente et réfléchi :

$$\vec{E}(x, y > 0, z, t) = \vec{E}_{i0} e^{i(\vec{k}_i \vec{r} - \omega t)} + \vec{E}_{r0} e^{i(\vec{k}_r \vec{r} - \omega t)}$$

Tandis que dans le demi espace $y < 0$, une seule onde est présente. Le champ électrique $\vec{E}(x, y < 0, z, t)$ est donc celui de l'onde transmise, on écrit :

$$\vec{E}(x, y < 0, z, t) = \vec{E}_{t0} e^{i(\vec{k}_t \vec{r} - \omega t)}$$

Comme chacune des trois ondes (incidente, réfléchiée et transmise) est une onde plane, le champ magnétique s'exprime simplement en fonction des vecteurs d'onde et du champ électrique. En notant α l'indice qui correspond à chacune des ondes ($\alpha = i, r$ ou t) :

$$\vec{B}_\alpha = \vec{B}_{\alpha 0} e^{i(\vec{k}_\alpha \vec{r} - \omega t)} = \frac{\vec{k}_\alpha}{\omega} \times \vec{E}_{\alpha 0} e^{i(\vec{k}_\alpha \vec{r} - \omega t)} = \frac{n \vec{k}_\alpha}{c |k_\alpha|} \times \vec{E}_{\alpha 0} e^{i(\vec{k}_\alpha \vec{r} - \omega t)}$$

Le traitement complet par les lois de l'électromagnétisme du mouvement coopératif des électrons libres dans un milieu métallique semi-infini (conditions de continuité à l'interface), permet de montrer l'existence de modes particuliers pouvant se propager le long de l'interface entre le métal et le vide (ou le milieu diélectrique). Ces modes électromagnétiques correspondant à des ondes de surface ont été nommés « plasmons de surface ». Ces plasmons de surface présentent alors un large spectre de fréquence propre dépendant de leur vecteur d'onde k .

I.3 Plasmons de surface (PS) :

La théorie de Maxwell montre [8] que des ondes électromagnétiques peuvent se propager à l'interface entre un métal et un diélectrique. Ces ondes sont associées à des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal, on les appelle les plasmons de surface qui sont généralement des ondes transverses magnétiques (TM). Ce sont à la fois une excitation collective des électrons et une onde électromagnétique existant à la surface du métal. Le maximum d'intensité du champ associé à cette onde se trouve à l'interface métal-diélectrique. Le champ électromagnétique décroît exponentiellement dans les deux milieux suivant les directions perpendiculaires à l'interface, ce qui est une caractéristique des ondes de surface. La figure I.5 est une représentation schématique des oscillations de charges et présente la dépendance exponentielle du champ électrique associé.

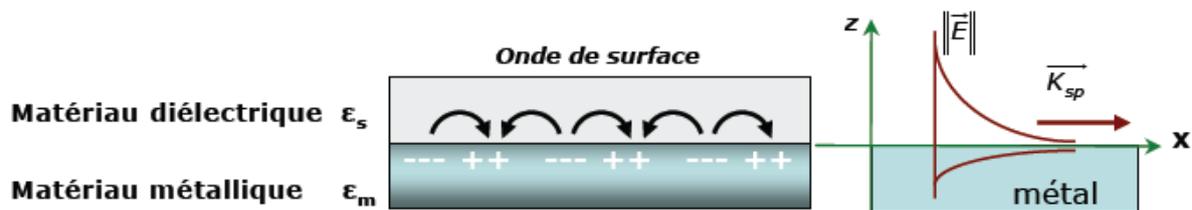


Figure I. 5 : Oscillation de charges (plasmon de surface) à l'interface métal/diélectrique. La décroissance [9] exponentielle des champs électromagnétiques de part et d'autre de l'interface est représentée sur la figure de droite.

Il existe deux types de plasmons. Dans un métal massif, l'oscillation collective du gaz d'électrons est appelée plasmon de volume, tandis qu'à l'interface entre un métal et un diélectrique elle est appelée plasmon de surface. L'existence de plasmons de surface a été prédite en 1957 par RH Ritchie. Au cours des deux décennies suivantes, les plasmons de surface ont été largement étudiés par de nombreux scientifiques, pour citer Heinz Raether, E. Kretschmann, et A. Otto. Il est connu que ces plasmons de surface peuvent être divisés en deux sous groupes, suivant leur distance de propagation :

- **Les plasmons de surface délocalisés :** sont des plasmons de surface qui se propagent sur des surfaces métalliques planes. Ce sont ceux que nous considérerons dans la suite.
- **Les plasmons de surface localisés :** sont des excitations localisées du plasma d'électrons à l'intérieur de petites structures d'une taille de quelques dizaines de nanomètres, par exemple des nanoparticules métalliques ou des rugosités de surface de certaines structures.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous limiterons exclusivement aux plasmons de surface délocalisés et à leur résonance.

I.3. 1 Plasmonique : intérêts et applications

Durant la dernière décennie, l'étude des nanostructures métalliques a mis en évidence des phénomènes surprenants et des applications très prometteuses comme la transmission extraordinaire [10,11], les guides à plasmons de surface [12] et plus récemment les méta-matériaux [13,14]. L'intérêt porté à l'étude des dispositifs plasmoniques s'explique par les propriétés inhabituelles de confinement et d'exaltation du champ électromagnétique au voisinage d'une interface métallique.

Depuis la mise en évidence de l'existence de mode de plasmon de surface au voisinage de la surface d'un métal en 1957 [15], la plasmonique connaît un intérêt croissant. Les premières études ont montré comment exciter optiquement les plasmons de surface en réflexion totale interne sur un prisme [16]. Très rapidement, les chercheurs ont su exploiter les propriétés des plasmons de surface pour exalter la diffusion Raman (SERS) [17]. Au début des années 90, l'étude des dispositifs plasmoniques est stimulée par le développement et la commercialisation du premier détecteur biologique fonctionnant sous le principe de la résonance de plasmon de surface. Le développement d'outils de modélisation électromagnétique combiné aux progrès des techniques de nanofabrication ont été exploités pour réaliser des guides métalliques avec un confinement optique sub-longueur d'onde ou encore pour exalter la transmission de la lumière dans les réseaux métalliques de trous.

I. 3.2 Conditions d'existence des plasmons de surface par une onde lumineuse :

L'excitation de plasmons de surface ne peut être effectuée que sous certaines Conditions physiques. Ces conditions peuvent, sous une forme courte, être exprimées en termes de vecteurs d'onde par l'équation suivante: [18-52]

$$k_x(\omega) = k_{sp}(\omega)$$

où la partie gauche définit les propriétés de l'onde lumineuse et la partie droite est associée à la propagation de plasmons de surface. Les vecteurs d'onde dans cette équation varient en fonction de la pulsation ω . Cette équation spécifie toutes les conditions essentielles de SPR, autrement dit, l'ensemble des paramètres du système optique, tels que la longueur d'onde, la polarisation et l'angle d'incidence du faisceau

lumineux, d'une part, et du multicouche plasmonique, tels que les indices/permittivités diélectriques des matériaux et les épaisseurs de couches minces, d'autre part.

Afin de résoudre cette équation, on doit trouver les relations de dispersion d'une onde lumineuse $k_x(\omega)$ et de plasmons de surface dans le multicouche $k_{sp}(\omega)$. En ce qui concerne l'onde lumineuse, dans une grande majorité de cas, on peut supposer que les composantes du vecteur d'onde sont les fonctions quasiment linéaires de la fréquence d'oscillation, $k_x(\omega) \propto \omega$. Par contre, les relations de dispersion de plasmons de surface sont significativement non-linéaires.

Lorsque ces conditions sont remplies, il y a excitation du plasmon de surface à l'interface entre l'air et le métal, comme le résume le schéma de la figure I. 6 dans le cas de la configuration Kretschmann. Le principe est le même pour la géométrie d'Otto. Il n'y a plus de réflexion, nous sommes dans une géométrie de réflexion Frustrée ou de réflexion totale atténuée (ATR) [53].

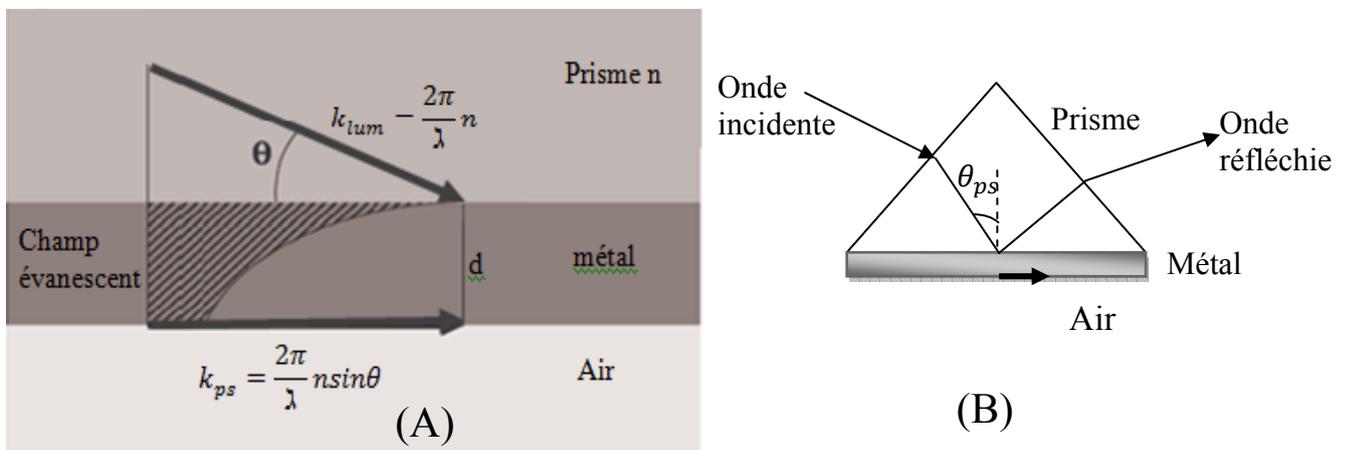


Fig. I.6. A) et B) Schéma de principe de l'excitation du plasmon de surface par l'utilisation d'un prisme dans la configuration de Kretschmann.

I.4 Propriétés électromagnétiques des milieux :**-Modèle de Drude :**

Deux paramètres macroscopiques décrivent complètement l'interaction d'une onde électromagnétique et d'un milieu : la permittivité diélectrique ϵ et la perméabilité magnétique μ . Étant donné qu'une grande majorité des matériaux optiques réagissent très faiblement à un champ magnétique dans cette partie de l'étude et pour l'ensemble de notre travail, les matériaux optiques sont considérés comme linéaires, homogènes, isotropes, caractérisés par une permittivité diélectrique relative complexe.

Dans ce qui suit, étant le plus simple, Le modèle de Drude (du nom du physicien Paul Drude) est une adaptation effectuée en 1900, son objet principal est le comportement de la permittivité diélectrique des métaux en fonction de la température et de la fréquence d'excitation.

$$\epsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(i/\tau + \omega)} \quad (\text{I.21})$$

où : $1/\tau = \Gamma$

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_m(\omega) &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma + \omega} \\ \text{avec : } \omega_p^2 &= \frac{Ne^2}{m_e \epsilon_0} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.22})$$

où

ω_p : est la pulsation plasma.

τ : le temps moyen entre deux collisions (d'ordre de 10^{-14}).

$e = q$: la charge de l'électron, m la masse de l'électron.

N : est la densité électronique (Nombres des électrons / m^3) ou la concentration

Γ : est une constante d'amortissement (le terme de perte).

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m : est une permittivité du vide.

À partir d'équation (I.21) on obtient la partie réelle et la partie imaginaire

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon^r &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} \\ \varepsilon^i &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.223})$$

Cas spéciale :

$$\text{si } \Gamma = 0 \quad \varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

La condition de résonance de l'onde de surface $\text{Re}(\varepsilon_m(\omega)) = -1$ équivaut alors à ($\omega = \omega_p / \sqrt{2}$). Où l'indice de réfraction est relié aux valeurs relatives : $n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$

Pour un milieu isotrope non magnétique ($\mu_r = 1$): $n = \sqrt{\varepsilon_r}$

Rappel 1 : la partie imaginaire d'une grandeur complexe macroscopiques quelconque (l'indice, la permittivité diélectrique etc.) caractérise l'importance des pertes de l'énergie incidente dans le milieu par absorption.

Rappel 2 : en absence de collisions, les oscillations des électrons libres seront déphasées par rapport au champ externe à 180° . Cela explique le signe négatif devant la partie réelle de la permittivité diélectrique des métaux ($\varepsilon_{reel} < 0$).

I.4 Relations de dispersion

Dans cette partie, on analyse les relations de dispersion pour deux cas classiques : une interface à deux milieux semi-infinis et une couche mince entre deux tels milieux.

I.4.1. Système à deux milieux semi- infinis

La relation de dispersion pour un mode de surface TM (Transverse Magnétique) s'écrit :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon(\omega) \cdot \varepsilon_1}{\varepsilon(\omega) + \varepsilon_1}} \quad (\text{II.24})$$

La Figure suivante donne l'interprétation graphique de cette relation dans le cadre du modèle de Drude ($\epsilon(\omega) \approx 1 - \omega_p^2/\omega^2$) :

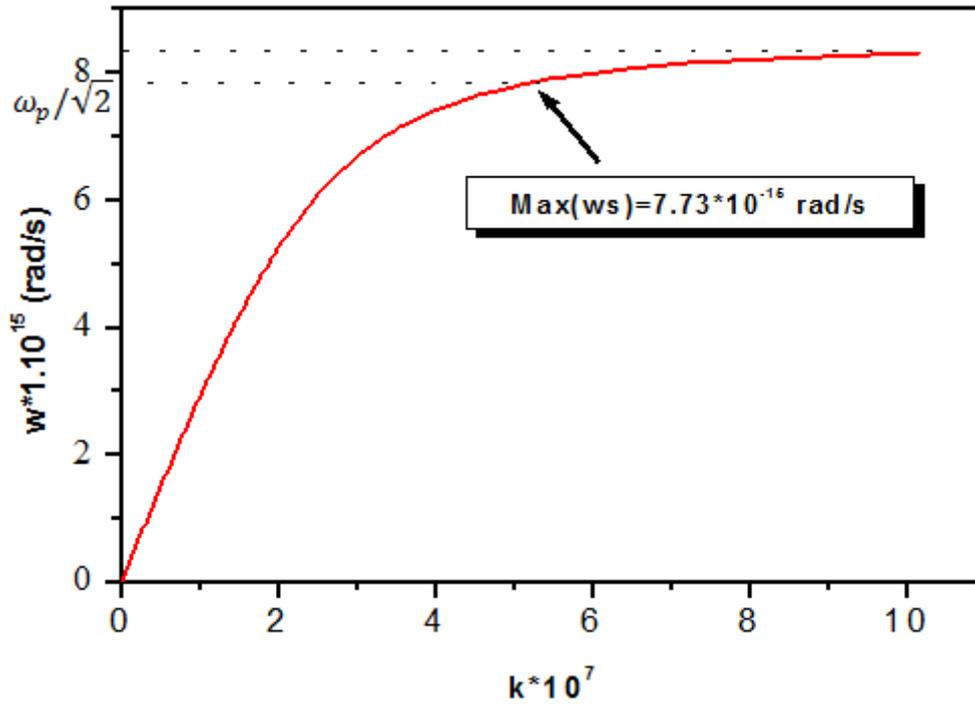


Fig. I.7 : Relations de dispersion de SPs pour une interface métal/air

Remarque : la fréquence maximale de l'onde de surface, qui peut se propager le long d'une interface « métal/vide » est $\omega_s = \omega_p/\sqrt{2}$. En effet,

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'}{\epsilon'+1}} \rightarrow \infty \text{ si } \epsilon' \rightarrow -1$$

et, d'autre part, $\epsilon' \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \rightarrow -1$ si $\omega_s \rightarrow \omega_p/\sqrt{2}$

I.4.2.Principe de l'excitation de plasmon de surface

Les relations de dispersion, données ci-dessus pour l'interface métal/diélectrique, montrent que l'impulsion de plasmons de surface est toujours supérieure à l'impulsion de l'onde lumineuse progressive dans le diélectrique. En effet, compte tenu que la partie réelle de la permittivité ϵ' d'un métal est toujours négative, on a :

$$\varepsilon' < 0 \Rightarrow \sqrt{\frac{\varepsilon' \varepsilon}{\varepsilon' + \varepsilon}} > 1 \Rightarrow \sqrt{\frac{\varepsilon' \varepsilon}{\varepsilon' + \varepsilon}} > \sin \theta \quad \text{pour } \forall \theta \quad (\text{I. 25})$$

où θ est l'angle d'incidence, ε est la permittivité du milieu diélectrique.

Alors : $k_x(\omega) \neq k_{sp}(\omega)$ pour $\forall \theta$. Dans un système à deux milieux, donc, une excitation directe des plasmons de surface par une onde lumineuse progressive est impossible quelque soit l'angle d'incidence. Cela est illustré graphiquement sur la Fig.6, qui réunit ces deux courbes.

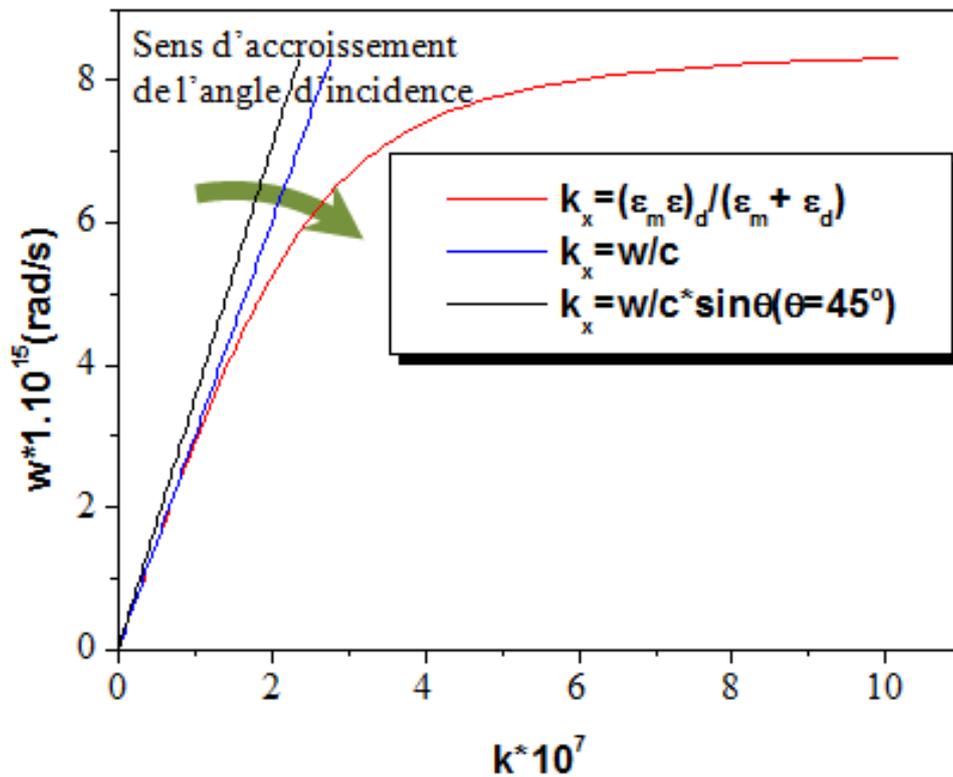


Fig. I.8 : Courbes de dispersion de SPs et d'une onde lumineuse progressive dans un milieu diélectrique.

Cette figure montre que les courbes de dispersion de SPs et de l'onde lumineuse progressive ne peuvent pas avoir un point d'intersection (compte tenu que

si $\sin \theta \leq 1$ pour $\forall \theta$). Pour que l'intersection entre les courbes de ce graphique ait lieu, il est donc nécessaire de diminuer la pente de la courbe $k_x(\omega)$ associée à la relation de dispersion de l'onde lumineuse. Autrement dit, on doit augmenter l'impulsion du photon associé à ce vecteur d'onde pour parvenir à générer un plasmon. Cela est tout-à-fait impossible dans le cas d'une onde progressive, dont le vecteur d'onde maximal est ω/c . Cependant, cela devient faisable dans le cas d'une onde lumineuse évanescente. Cela s'explique par le fait que la norme d'un nombre complexe est supérieure à sa partie réelle. Une conversion d'une onde progressive en onde évanescente (et vice-versa) peut avoir lieu soit lorsque une diffraction, par exemple sur une inhomogénéité microscopique (microparticules, trous, cavités...), sur un réseau de diffraction, sur un bord d'un objet etc., soit lorsque une réflexion totale à une interface entre deux milieux (plane ou non-plane, comme par exemple dans le cas des fibres optiques). Chacun de ces phénomènes peut être utilisé, en principe, pour réaliser un couplage optique entre une onde lumineuse incidente et des SPs. Parmi différents coupleurs optiques qu'on peut trouver dans la littérature, uniquement ceux d'une géométrie plane sont exploitables dans un système d'imagerie. Les autres géométries de coupleurs ne permettent pas, en règle générale, de fournir une distribution spatiale homogène du champ optique sur l'ensemble de pixels du détecteur. Alors, dans cette étude, on ne s'intéresse qu'aux coupleurs à faces planes. Il est important de noter que dans ce cas, le coupleur optique doit former dans une interface plasmonique une onde évanescente de polarisation (TM) dite encore polarisation(P).

I.4.3. Couplage optique en mode de réflexion totale atténuée

Dans ce cas, on excite les SPs à une interface métal/diélectrique par un champ optique évanescent créé lorsqu'une réflexion interne totale d'une onde lumineuse progressive se produit.

Deux types de géométries du multicouche sont possibles pour observer la résonance de plasmons de surface, la géométrie d'Otto et la géométrie de Kretschmann :

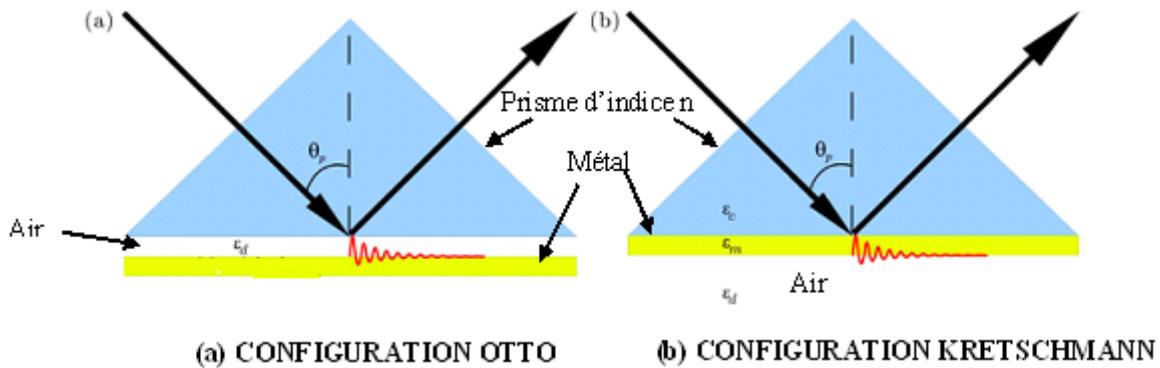


Fig. I.9: Les deux configurations d'excitation du plasmon de surface par prisme. Le rouge schématise l'excitation du plasmon de surface.

- Dans la Configuration OTTO [54], la surface du métal est séparée du prisme d'indice n par un gap d'air d'une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde d'excitation. Dans cette configuration, c'est le champ évanescent s'étendant dans le gap d'air qui permet l'excitation du plasmon de surface à l'interface air-métal. Le schéma de cette géométrie est présenté sur la figure I.9(a). Nous n'utiliserons pas cette configuration à cause de la difficulté de reproductibilité et de mesure du gap optique.

- Dans la Configuration KRETSCHMANN [55], une couche fine de métal de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur est directement en contact avec la base du prisme. Lors de la réflexion de la lumière sur la couche métallique à l'intérieur du prisme, l'excitation du plasmon métal-milieu d'indice n n'est pas possible. Le champ évanescent s'étend dans le métal et se couple avec le plasmon de surface sur la deuxième face de la couche métallique, à l'interface entre le métal et l'air comme le montre le schéma de la figure I. 9(b).

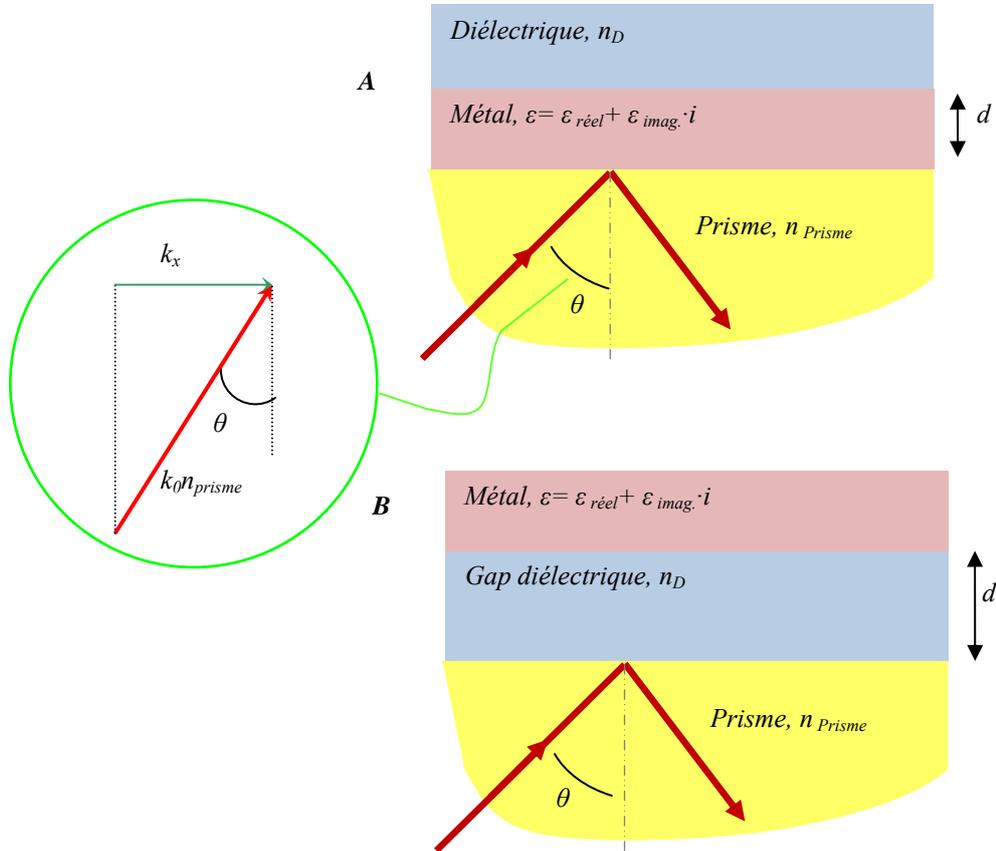


Fig.I.10 : Structure du multicouche plasmonique : A- dans la configuration de Kretschmann-Raether ; B- dans la configuration d’Otto

Le principe du couplage est expliqué géométriquement sur la Fig. I. 11 :

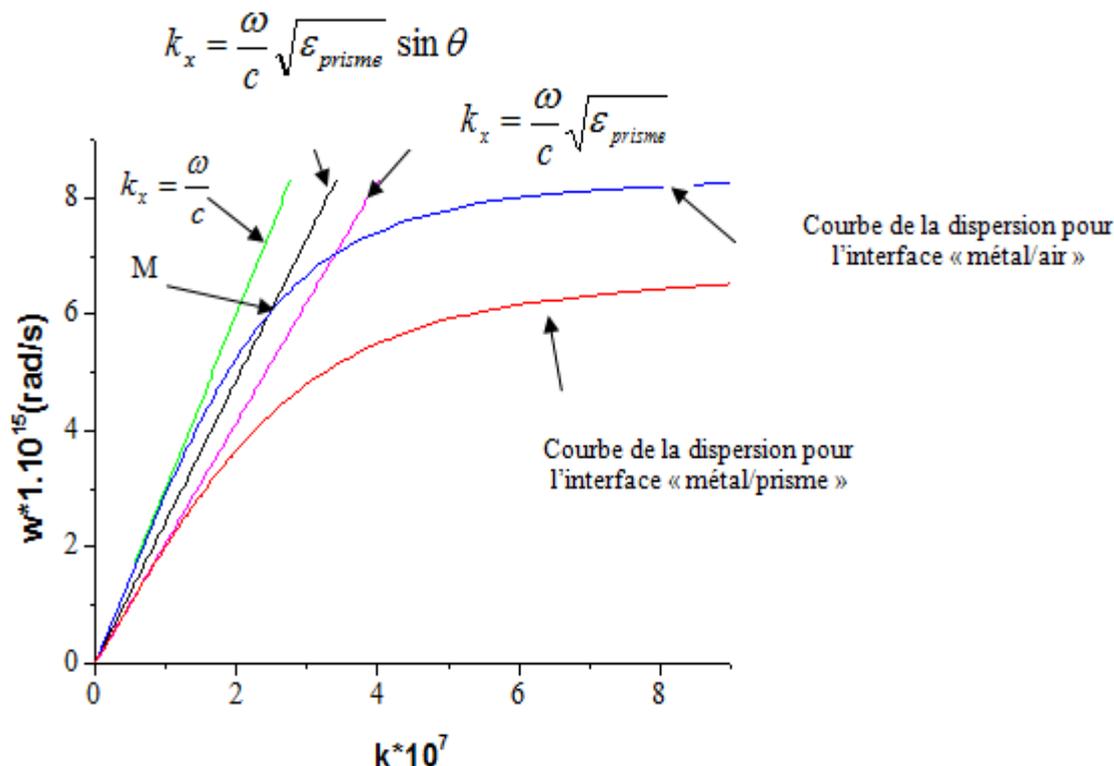


Fig. I. 11 : Principe de couplage optique.

Dans ces dispositifs, une onde lumineuse progressive polarisée p, en passant à travers un prisme sous un angle d'incidence θ supérieur à l'angle critique θ_c du régime de réflexion intérieure totale, se transforme en une onde évanescente à l'interface métal/diélectrique. Si dans un multicouche plasmonique (Fig. I.10) l'épaisseur de la couche adhérent au prisme est faible devant la profondeur de pénétration du champ, une excitation résonnante par cette onde évanescente devient possible. Ce phénomène a lieu pour un angle d'incidence, tel que deux courbes de dispersion se croisent (le point M sur la (Fig. I.11)). 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 (Fig.12).

Notons qu'un bon choix de paramètres optiques du système permet même d'annuler sa réflectivité à un certain angle d'incidence.

Remarque : il apparaît tout-à-fait évident qu'une excitation de SPs soit possible uniquement sur l'interface métal/diélectrique.

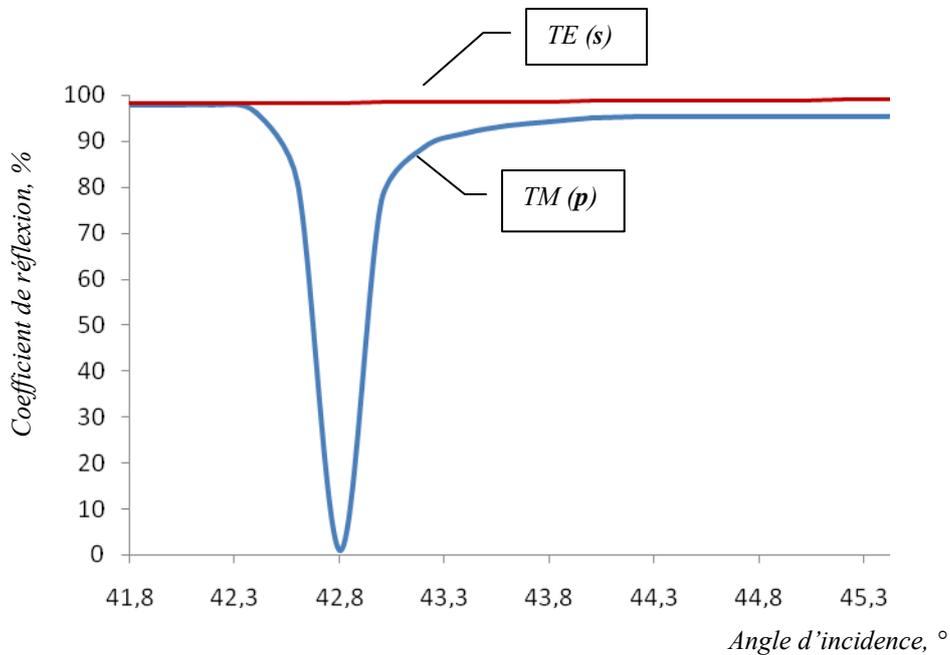


Fig. I.12 : Coefficients de réflexion d'une interface « Argent/Air » en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TM (p) et TE (s). Données de calculs : une couche d'argent de $\epsilon = -18 + 0,5i$, d'épaisseur 45nm, l'indice du prisme $n = 1.515$

La position angulaire du pic d'absorption (angle SPR) est sensible principalement à la partie réelle des permittivités diélectriques des milieux du multicouche. La largeur à mi-hauteur du pic, quant à elle, est quasiment proportionnelle à la partie imaginaire des permittivités de ces milieux.

Remarque : la largeur du pic caractérise l'importance des pertes internes et radiatives et la hauteur, quant à elle, caractérise l'efficacité de l'excitation de SPs.

La fréquence maximale de SPs qu'on peut exciter par une onde lumineuse varie en fonction de l'indice du prisme ($n_p = \sqrt{\epsilon_p}$). Afin de trouver cette fréquence, on pose

$$\sin\theta = 1 \text{ et } \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{\text{prisme}}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'}{\epsilon' + 1}}. \text{ Comme } \epsilon(\omega) \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \text{ on trouve alors :}$$

$$\text{Max}(\omega_s) \approx \omega_p \sqrt{\frac{\epsilon_p}{2\epsilon_p - 1}}$$

Ainsi, pour un prisme de BK-7 ($n = 1.5$), par exemple : $\text{Max}(\omega_s \approx 0, 128\omega_p)$ et pour l'indice $n=1.7$, la fréquence maximale sera : $\text{Max}(\omega_s \approx 0, 165\omega_p)$

L'angle SPR (θ_{SPR}) pour une interface plane « métal plasmonique diélectrique » peut être évalué comme il suit :

-le vecteur d'onde de SPs (k_{SP}) se propageant le long de l'interface vaut :

$$\left. \begin{aligned} k_{\text{SP}} &= k_0 \sqrt{\frac{\epsilon(\omega) \cdot \epsilon_d}{\epsilon(\omega) + \epsilon_d}} = k_{\text{SP}}^{\text{reel}} + i \cdot k_{\text{SP}}^{\text{imag}} \\ k_{\text{SP}}^{\text{imag}} &= k_{\text{SP}}^{\text{reel}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{imag}}}{2\epsilon_{\text{reel}}(\epsilon_{\text{reel}} + \epsilon_d)} = k_0 \left(\frac{\epsilon_{\text{reel}}(\omega) \cdot \epsilon_d}{\epsilon_{\text{reel}}(\omega) + \epsilon_d} \right)^{3/2} \frac{\epsilon_{\text{imag}}}{2\epsilon_{\text{reel}}^2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.26})$$

où k_0 est le vecteur d'onde du faisceau lumineux dans le vide ($k_0 = \frac{\omega}{c} = 2\pi/\lambda$) ; $\epsilon(\omega)$ et ϵ_d sont respectivement la permittivité diélectrique du métal et celle du milieu diélectrique.

$$k_{\text{SP}}^{\text{reel}} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{reel}}(\omega) \cdot \epsilon_d}{\epsilon_{\text{reel}}(\omega) + \epsilon_d}} \quad (\text{I.27})$$

-la composante tangentielle du vecteur d'onde du faisceau incident :

$k_x = k_0 n_{\text{prisme}} \sin\theta$ Alors, la condition principale de SPR ($k_x = k_{\text{SP}}$) sera remplie pour un angle d'incidence θ_{SPR} tel que : k_x

$$k_0 n_{\text{prisme}} \sin\theta_{\text{SPR}} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{reel}}(\omega) \cdot \epsilon_d}{\epsilon_{\text{reel}}(\omega) + \epsilon_d}} \quad (\text{I.28})$$

$$\text{Ce qui donne, finalement : } \theta_{\text{SPR}} = \arcsin \left((n_{\text{prisme}})^{-1} \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{reel}}(\omega) \cdot \epsilon_d}{\epsilon_{\text{reel}}(\omega) + \epsilon_d}} \right) \quad (\text{I.29})$$

Chapitre II :

Description de métamatériau et résultats obtenues

II.1. Introduction

La science et la technologie ont une soif insatiable de matériaux meilleurs et plus performants et qui peuvent promettre des perspectives sans limites. Dans le domaine de l'optique (la science qui s'intéresse à la lumière et à ses applications), un dernier venu fait beaucoup parler de lui le *métamatériau* une sorte de structure artificielle possédant des propriétés (indice de réfraction négative) que l'on ne retrouve dans aucun matériau naturel tels que les métaux alcalins par exemple.

II.2. Caractéristiques des métamatériaux

Le terme d'appellation « métamatériau » regroupe tous les matériaux artificiels de structures périodiques ayant des propriétés électromagnétiques particulières. Néanmoins, cette appellation est employée principalement pour les structures présentant un indice de réfraction négatif dont la périodicité est inférieure à $\lambda/10$. Un matériau à indice de réfraction négatif est un matériau où la réfraction négative se produit à son interface avec un matériau classique. Il est également possible de trouver la terminologie de matériaux « gauchers » dit encore à « main gauche », car à l'intérieur de celui-ci l'onde électromagnétique est décrite par des champs électrique et magnétique et où la propagation est régit par le vecteur d'onde. Ces trois grandeurs vectorielles forment un trièdre indirect : - la direction du vecteur d'onde est dans le sens inverse du vecteur de Poynting. Une représentation schématique sera portée ultérieurement pour préciser cette particularité.

II.3. Présentation des matériaux à indice optique négatif

Pour qu'un matériau présente un indice de réfraction négatif, il doit révéler à la fois une permittivité ϵ et une perméabilité μ relatives négatives ($n = -\sqrt{\epsilon_r \mu_r}$). Dans la nature, il n'existe aucun matériau de ce type. On trouve des matériaux de permittivités négatives (les plasmas, les métaux dans l'infrarouge), et de perméabilités négatives (ferri et ferro-magnétiques près de la résonance gyromagnétique), mais aucun ne présente les deux phénomènes simultanément. Pour le créer, il a fallu associer deux structures que J. Pendry explicite (en 1998) à travers ces travaux sur les matériaux à indice de réfraction négatif. Dans la première représentation (Cf. Fig. II.1. a), il est

montré un réseau de fils métalliques parallèles dont le comportement est de type plasma et présente ainsi une permittivité négative [56]. La deuxième géométrie (Cf. Fig. b). II. 1) présente un arrangement de résonateurs coupés en anneau (Split Ring Resonator (SRR)) qui ont des réponses du type de celles des matériaux magnétiques et donc révèlent une perméabilité négative [57]. L'association de ces deux formes constitue un matériau (Cf. Fig. II. 1 c)) pouvant être « doublement négatif », c'est-à-dire affichant simultanément une permittivité et une perméabilité négatives au niveau de la résonance des SRR. Les années 2000, il a été débuté l'élaboration des matériaux à « main gauche » ainsi structurés et le premier prototype a été expérimentalement testé avec succès par l'équipe de D.R. Smith [58]. L'élaboration de ce type de matériau a été rapidement étendue à d'autres formes (Fig. II.2) ; c'est-à-dire une structure 2D. Une autre étendue 3D a été également élaborée donnant lieu à la réalisation d'un métamatériau qui se comporte de la même manière dans les trois directions de l'espace [59].

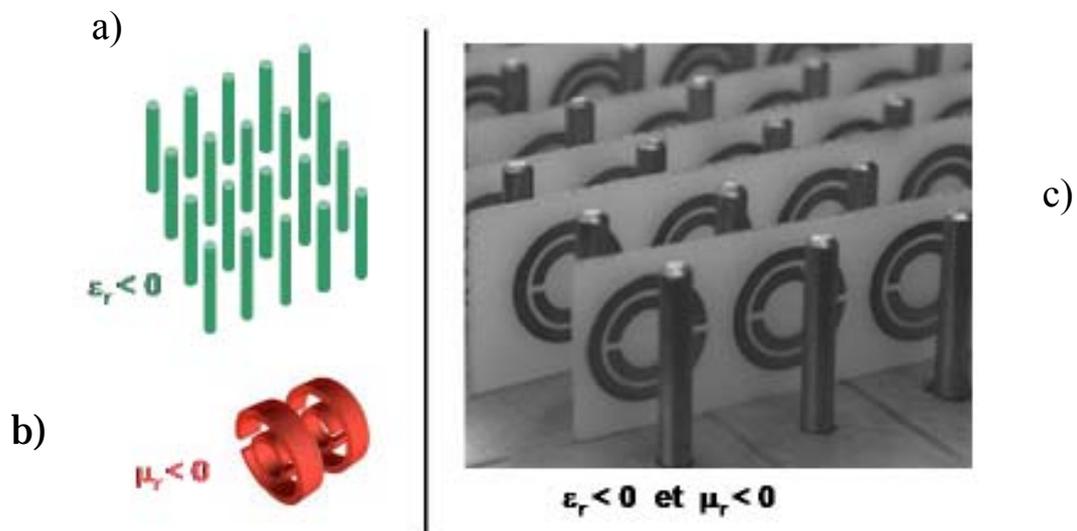


Figure II-1. Association d'un réseau de tiges avec des SRR périodiques.

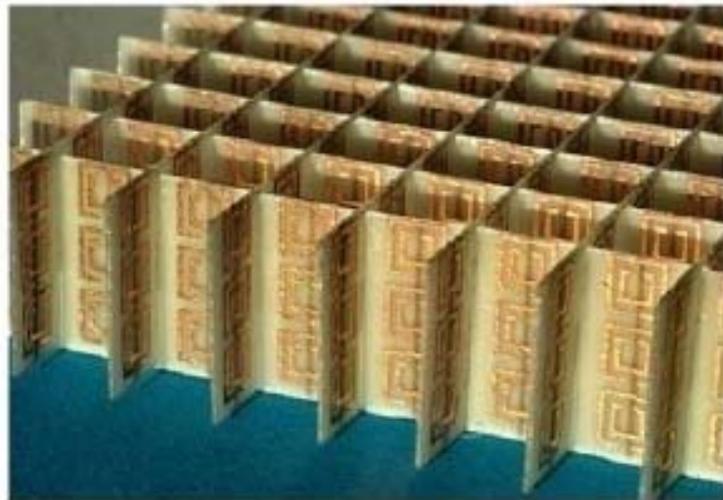


Figure II-2. Un métamatériau bidimensionnel doublement négatif.

Depuis ces premiers travaux, une importante recherche a été développée comme en témoigne la quantité de publications sur le sujet dont l'objectif principal est la possibilité de l'utilisation de ces structures en optique photonique. Aussi longtemps que la périodicité des éléments métalliques est dans une échelle beaucoup plus petite que la longueur d'onde (inférieure à $\lambda/10$), le matériau se comporte comme un matériau uniforme et homogène. Actuellement, des métamatériaux opérant à des longueurs d'onde de 1 à 2 μm ont été réalisés [60]. A ces fréquences, leur cellule élémentaire est de l'ordre de 100nm et les détails des inclusions métalliques sont de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Le développement des métamatériaux en optique est donc tributaire de la nanotechnologie. Pourtant, l'enjeu en optique est important car de tels matériaux pourraient révolutionner l'optique traditionnelle en s'affranchissant de la limite de diffraction.

II.4 Propriétés Electromagnétiques

La théorie des matériaux présentant une permittivité et une perméabilité négatives date depuis les années 60. Dès 1967, V. Veselago a appliqué les équations de Maxwell sur de tels matériaux, pour décrire le comportement des ondes électromagnétiques et obtenir la réfraction négative [61]. La réfraction est le phénomène optique qui explique que lorsque la lumière traverse l'interface entre deux milieux qui ont des vitesses de propagation différente, la lumière subit un changement brusque de trajectoire prédictible par la loi de Snell-Descartes (Fig. II.3). Lorsqu'une onde arrive depuis un milieu d'indice positif vers un matériau d'indice négatif, le trièdre formé par les champs électrique, et magnétique et le vecteur d'onde est un trièdre inversé (Fig. II.4). L'indice négatif du métamatériau implique que la vitesse de phase de l'onde est négative (la vitesse de groupe et la vitesse de phase ont donc des directions opposées), ce qui entraîne l'inversion du vecteur d'onde. Par contre le vecteur de Poynting forme toujours un trièdre direct avec les vecteurs champs électrique et magnétique: le sens de circulation de l'énergie n'est pas inversé.

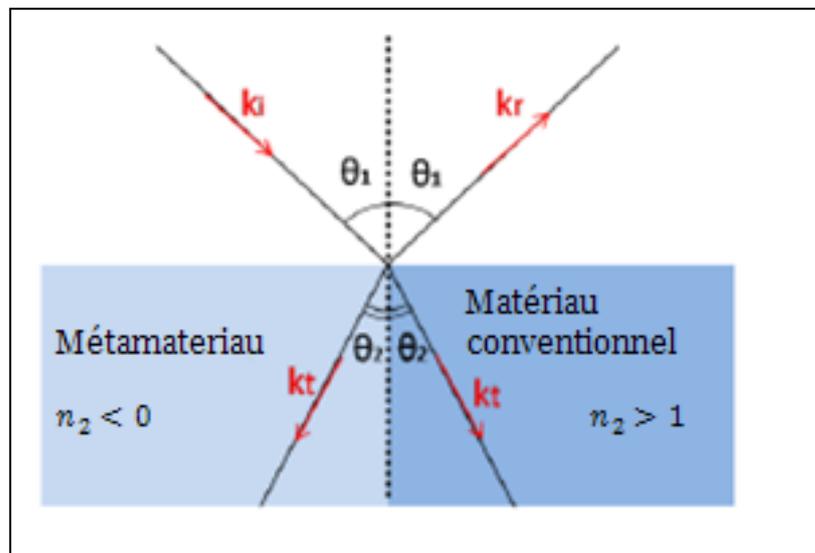


Figure II.3. Lois de réfraction des ondes électromagnétiques à l'interface d'un milieu main-gauche.

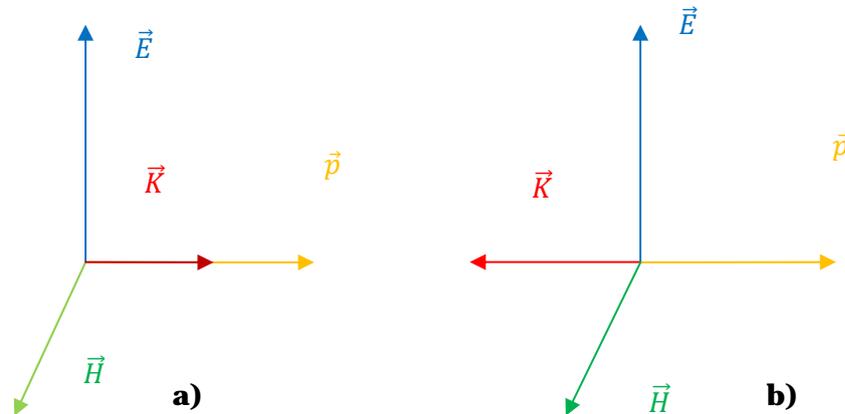


Figure II.4. Trièdre (E, H, k) d'une onde électromagnétique :

a) milieu conventionnel b) milieu main-gauche.

A part la réfraction négative, V.G. Veselago a prévu dans son article de 1967 des propriétés particulières des matériaux à « main gauche » telles que l'amplification des ondes évanescentes et l'inversion de nombreuses propriétés classiques comme l'effet Doppler et le rayonnement Cerenkov.

La conséquence la plus révolutionnaire pour la technologie est la possibilité de réaliser une lentille parfaite où l'image ne serait pas freinée par la limite de diffraction de Rayleigh telle qu'il est décrit théoriquement par Pendry [62]. Comme l'indice de réfraction est négatif, les rayons sont déviés vers l'intérieur de la lentille. Dans le cas où la lentille est suffisamment épaisse, il y aura deux points focaux : un point focal se forme au milieu de la lentille et un point focal à l'extérieur que l'on peut voir, comme d'habitude, par un écran (Fig. II.5) L'augmentation du pouvoir de résolution sous la limite de diffraction est alors obtenue par l'amplification des ondes évanescentes dans le métamatériau. Par ailleurs, l'onde étant plane, la super-lentille élimine totalement les aberrations sphériques de l'image que produit une lentille ordinaire. Cependant, la source lumineuse doit être près de la lentille pour coupler les ondes évanescentes et les ondes provenant de l'infini ne sont donc pas focalisées.

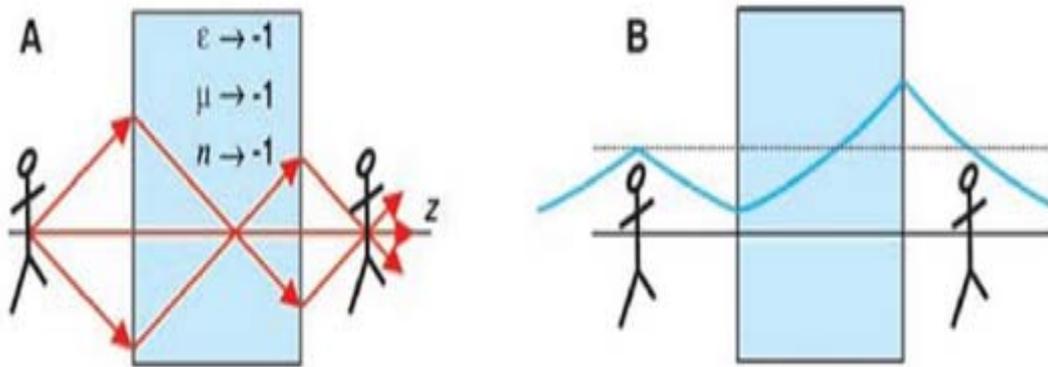


Figure II.5. Fonctionnement d'une lentille à indice optique négatif
A) focalisation de l'onde B) amplification des ondes évanescentes.

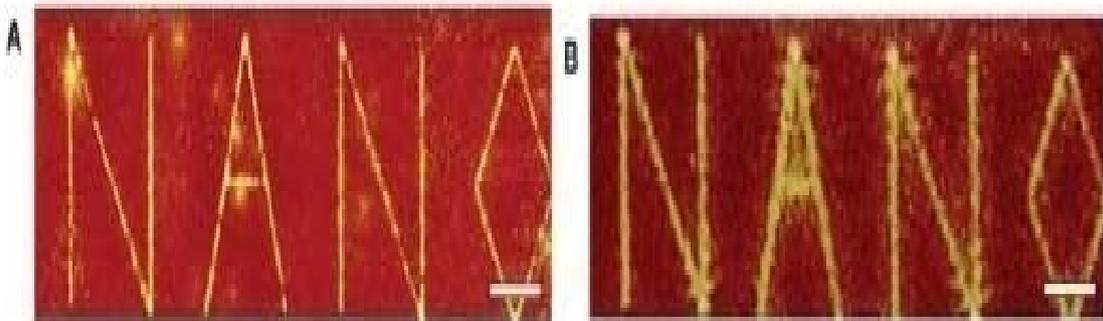


Figure II.6. Comparaison de la résolution d'une superlentille (A) avec une lentille classique (B)

II.5 Mode de propagation décrit sur la relation de dispersion

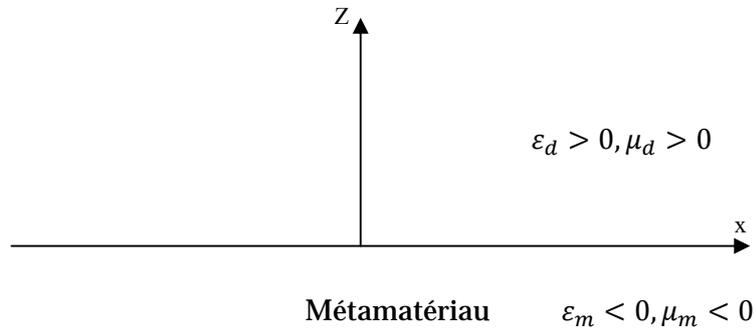


Figure II.7 : interface entre un métal et un diélectrique.

Dans cette partie, nous allons exprimer la relation de dispersion , $k(\omega)$ qui décrit la propagation des modes guidés des plasmons-polaritons de surface (SPPs) excités le long d’une interface entre un métamatériau et un diélectrique (fig. II.7). Ces modes résonnants sont générés en surface par un champ électromagnétique qui se couple à la distribution de densité de charges réparties à la surface du métal considéré. Cependant, 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 isotrope, et homogène et qui se caractérise par une permittivité diélectrique $\epsilon(\omega)$ et une perméabilité magnétique $\mu(\omega)$. On écrit l’équation de Maxwell dont dépend la propagation du champ électrique $\vec{E}(\vec{r},t)$ de l’onde:

$$\Delta \vec{E} - \frac{\epsilon(\omega)\mu(\omega)}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \tag{II.1}$$

où c est la vitesse de la lumière dans l’air.

Par substitution dans l'équation (II.1) la solution triviale de l'onde plane de la forme

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \exp [i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)] \quad (II.2)$$

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

$$|k(\omega)|^2 = k_x^2 + k_z^2 = \varepsilon(\omega)\mu(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \quad (II.3)$$

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) . La géométrie 2D nous permet d'exprimer le champ électrique de l'onde plane se propageant à travers le demi-espace $z \geq 0$ (selon l'équation II. 2) comme suite

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \exp(-i\omega t) \exp[i(k_x x + k_z z)] \quad (II.4)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = H_0 \exp(-i\omega t) \exp[i(k_x x + k_z z)] \quad (II.5)$$

avec :

$$k_z^2 = \varepsilon(\omega)\mu(\omega) k_0^2 - k_x^2 \quad (II.6)$$

Avec les métamatériaux on peut exciter les ondes de surface pour les deux cas de polarisation transverse magnétique (TM) et transverse électrique (TE) [63].

- **Polarisation (TE)**

$$\left. \begin{aligned} k_{zd}^2 &= \varepsilon_d \mu_d k_0^2 - k_x^2 \quad (z > 0) \\ k_{zm}^2 &= \varepsilon_m \mu_m k_0^2 - k_x^2 \quad (z < 0) \end{aligned} \right\} \quad (II.7)$$

La condition de continuité de la composante tangentielle du champ électrique \vec{E} et champ magnétique \vec{H} respectivement dans le cas de polarisation S à l'interface : prisme métamatériau-diélectrique est :

$$\mu_m k_{zd} = -\mu_d k_{zm} \quad (\text{II.8})$$

$$\left. \begin{aligned} k_{zd}^2 \mu_m^2 &= \mu_m^2 (\varepsilon_d \mu_d k_0^2 - k_x^2) \quad (z > 0) \\ k_{zm}^2 (-\mu_d)^2 &= (-\mu_d)^2 \varepsilon_m \mu_m k_0^2 - k_x^2 \quad (z < 0) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.9})$$

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\mu_d \mu_m (\varepsilon_d \mu_m - \varepsilon_m \mu_d)}{\mu_m^2 - \mu_d^2}} \quad (\text{II.10})$$

• **Polarisation (TM)**

$$\left. \begin{aligned} k_{zd}^2 &= \varepsilon_d \mu_d k_0^2 - k_x^2 \quad (z > 0) \\ k_{zm}^2 &= \varepsilon_m \mu_m k_0^2 - k_x^2 \quad (z < 0) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.11})$$

La condition de continuité de la composante tangentielle du champ électrique \vec{E} et champ magnétique \vec{H} respectivement dans le cas de polarisation $P(TM)$ à l'interface : prisme métamatériau-diélectrique est :

$$\varepsilon_m k_{zd} = -\varepsilon \mu_d k_{zm} \quad (\text{II.12})$$

$$\left. \begin{aligned} k_{zd}^2 \varepsilon_m^2 &= \varepsilon_m^2 (\varepsilon_d \mu_d k_0^2 - k_x^2) \quad (z > 0) \\ k_{zm}^2 (-\varepsilon_d)^2 &= (-\varepsilon_d)^2 \varepsilon_m \mu_m k_0^2 - k_x^2 \quad (z < 0) \end{aligned} \right\} \quad (II.13)$$

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m (\mu_d \varepsilon_m - \mu_m \varepsilon_d)}{\varepsilon_m^2 - \varepsilon_d^2}} \quad (II.14)$$

Dans cette partie , on s'intéresse à d'écrire le mode de propagation de surface pour la polarisation P (TM). En tenant compte l'équation (II .14), on obtient le graphe suivant :

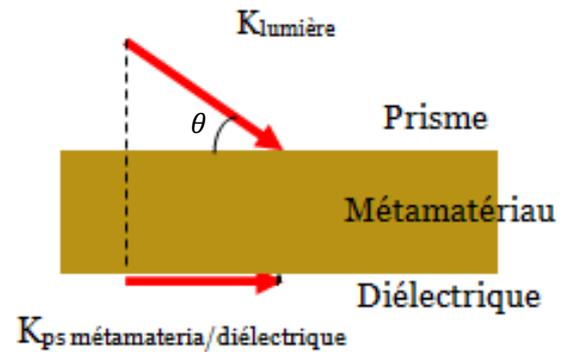
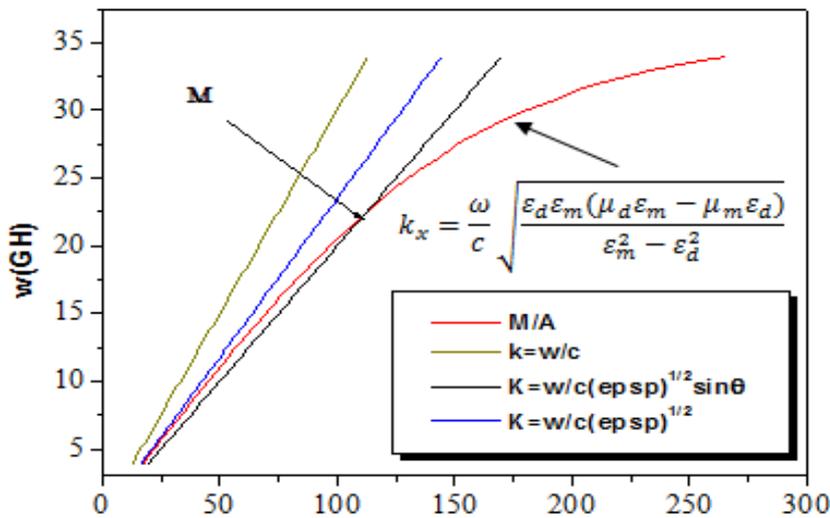


Figure II.8 Evolution de la fréquence d'excitation en fonction du vecteur d'onde au voisinage des différentes interfaces diélectrique

Une onde lumineuse polarisée (TM) incidente dans le prisme sous un angle d'incidence θ supérieur à l'angle critique sur une couche de métamatériau, un plasmon de surface est généré, se propageant le long de l'interface (cof.fig.II .8). Les courbes sur la figure de gauche représentent la pulsation du plasmon de surface ω en fonction de la norme du vecteur d'onde k_x . Cette représentation permet d'expliquer pourquoi les plasmons de surfaces sont dits « non radiatifs ». Nous avons pu montrer qu'un couplage entre les plasmons de surface et la lumière pourra être observé, quand il est satisfaite l'égalité entre la norme du vecteur d'onde des plasmons de surface k_{sp} et sa projection dans le plan de la surface du vecteur d'onde k_x de la lumière incidente. Ceci s'écrit simplement selon l'équation (II.15)

$$k_x(\text{photon}) = k_{sp} \tag{II.15}$$

deux courbes de dispersion se coupe au point M (fig. II .8) .Le SP_s se traduit par un accroissement de l'efficacité du transfert d'énergie de l'onde lumineuse aux SP_s

II.6 Paramètres caractéristiques d'un méta-matériau

Avant d'étudier le comportement des paramètres optiques, nous rappelons d'abord le modèle de la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique des métamatériaux qui s'écrivent sous les formes suivantes Soukoulis [64] :

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_m(\omega) &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma_e} \\ \mu_m(\omega) &= 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega\gamma_m} \end{aligned} \right\} \text{ avec } \omega_p = \frac{Ne^2}{m_e\epsilon_0} \tag{II.16}$$

avec

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_m^r &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma_e^2} \\ \epsilon_m^i &= \frac{\omega_p^2\gamma_e}{\omega(\omega^2 + \gamma_e^2)} \end{aligned} \right\} \tag{II.17}$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_m^r &= 1 - \frac{F\omega^2(\omega^2 - \omega_0^2)}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 + \gamma_m^2 \omega^2} \\ \mu_m^i &= \frac{\gamma_m \omega}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 + \gamma_m^2 \omega^2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.18})$$

Où : ω_p :Fréquence plasma.

ω_0 : Fréquence propre dépendant des paramètres géométriques et physique de la structure

F : facteur de remplissage

ω : fréquence de l'onde

II. 7 Caractéristiques de l'évanescence du champ au voisinage d'une interface métamatériau-diélectrique:

Suite à la propagation d'une onde lumineuse, de polarisation transverse magnétique, sur une interface métamatériau/diélectrique, dont l'extension est supposée infinie, sous une incidence au-delà de la réflexion totale (technique ATR), les lois de l'électromagnétisme prévoient l'existence d'un mode particulier qui est généré de part et d'autre de cette interface, constitué entre deux milieux d'indices respectifs n_1 et n_2 . Par la définition mathématique de l'induction magnétique \vec{B} associée à l'onde incidente, il est explicité l'expression du champ électrique dont l'évolution spatiale est une forme exponentielle décroissante de part et d'autre de l'interface (fig. II.9). Cette caractéristique relative à la longueur d'onde de l'onde incidente, définit la portée de l'onde évanescence à travers la couche supposée mince d'un métamatériau.

- Pour les métamatériaux

$$\vec{E} = E_0 e^{\alpha_m z} \tag{II.19}$$

Avec $z \in [0, +d]$

$$\alpha_m = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\varepsilon_m^i{}^2}{|\varepsilon_m^i + \varepsilon_d|} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{avec} \quad \varepsilon_d = 1.75 \tag{II.20}$$

- Pour les diélectriques

$$\vec{H} = H_0 e^{-\alpha_d z} \tag{II.21}$$

Avec $z \in [0, -d]$

$$\alpha_d = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\varepsilon_d^i{}^2}{|\varepsilon_m^i + \varepsilon_d|} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{avec} \quad \varepsilon_d = 1.75 \tag{II.22}$$

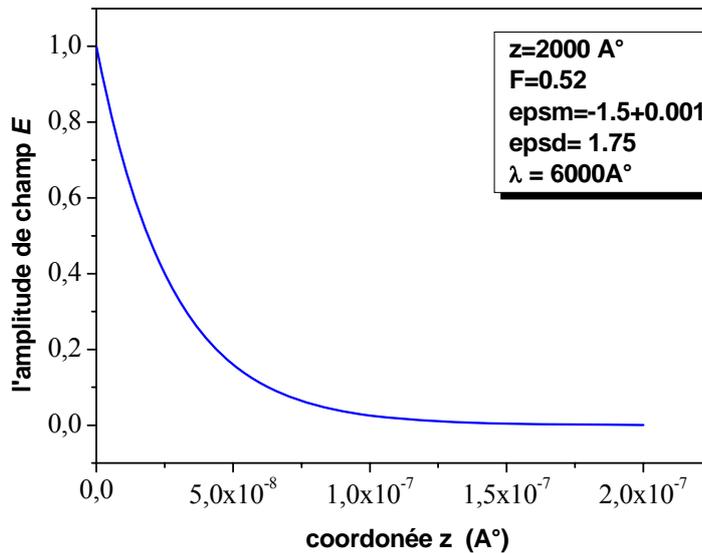


Figure II.9 : Amplitude du champ évanescent au voisinage d'une interface métamatériau-diélectrique.

II.8. Comportement spectral des paramètres optiques

A partir de l'équation (II.17) et (II.18) nous avons tracé le comportement des deux paramètres optiques : la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité et la perméabilité magnétique complexes définies pour un métamatériau par le modèle selon la référence de Soukoulis .

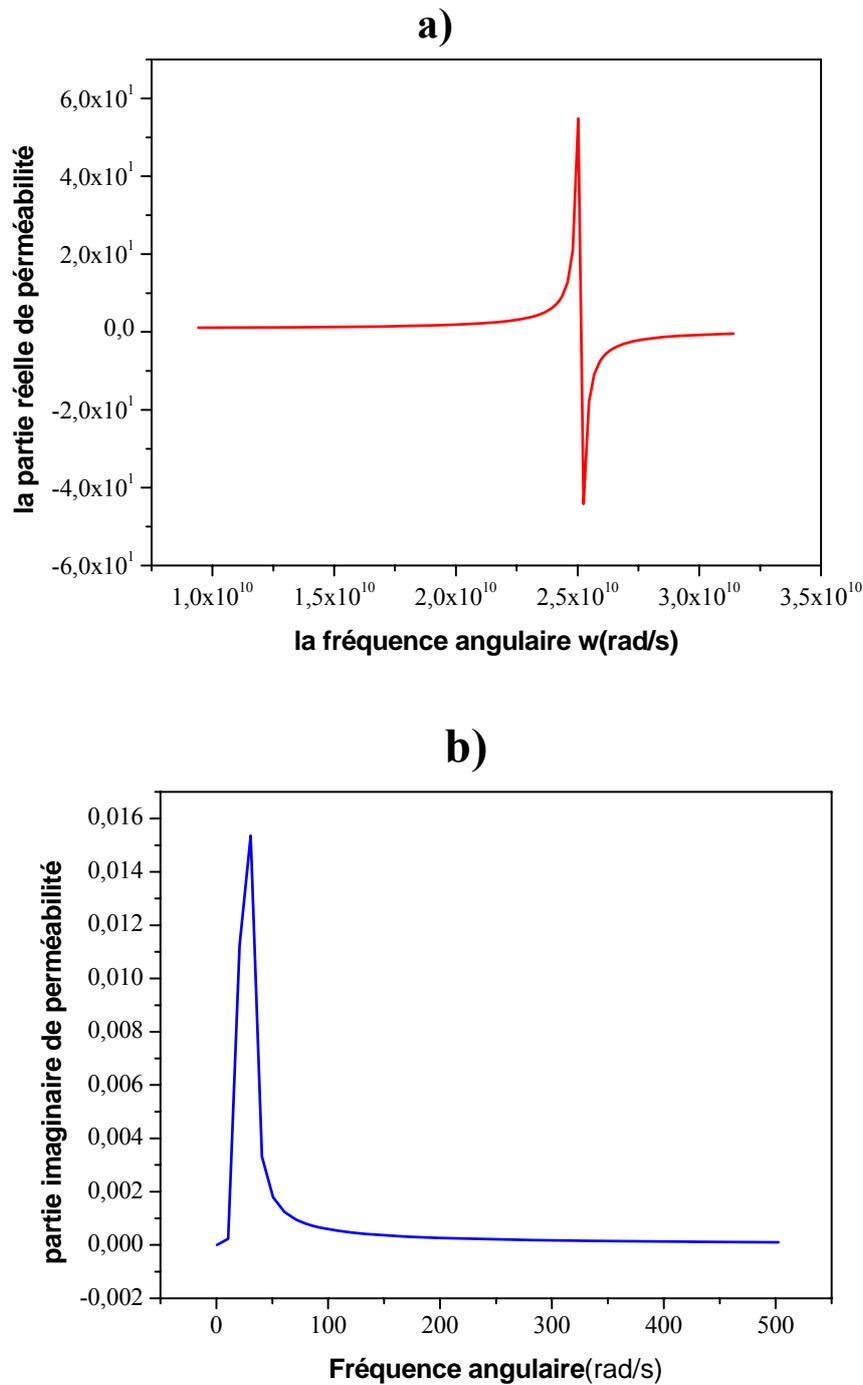


Figure II.10: Profils des parties a) réelle et b) imaginaire de la perméabilité complexe du métamatériau en fonction de la pulsation.

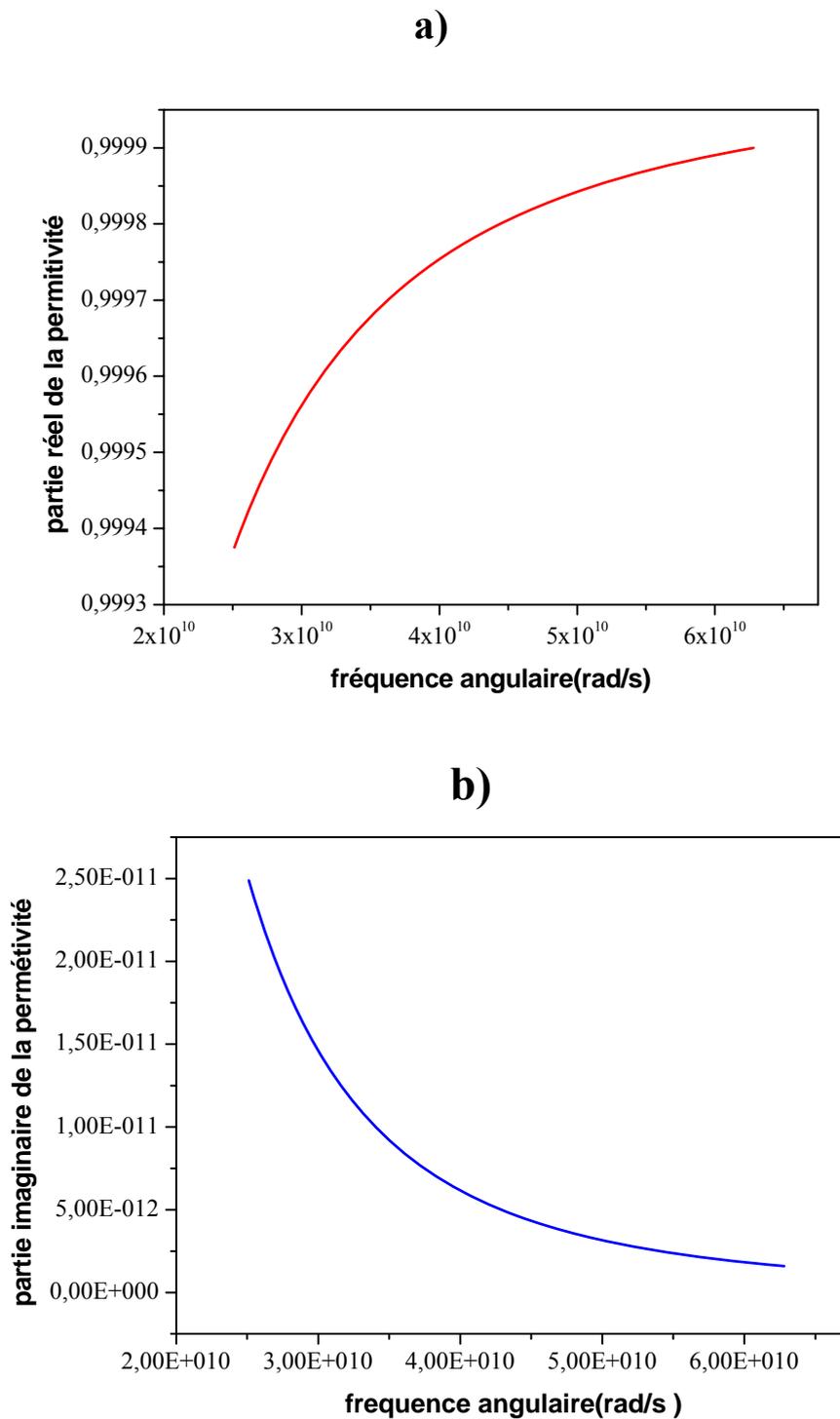


Figure II.11 : Profils des parties a) réelle et b) imaginaire de la permittivité complexe du métamatériau en fonction de la pulsation.

II.9. Modèle géométrique adapté à l’excitation des modes plasmoniques

II.9. 1. Calcul analytique du coefficient de réflexion aux interfaces

II.9.1.1. Définitions des champs électriques au voisinage des interfaces

En adoptant la configuration de kretschmann comme illustrée par la Fig. II. 12, nous procédons au calcul de la puissance réfléchié au niveau de l’interface prisme_métal. L’empilement : prisme -métal-diélectrique est irradié par une onde électromagnétique de longueur d’onde λ et de polarisation (TM) . Ces trois milieux sont définis par leur fonctions diélectriques respectives : ϵ_p, ϵ_m et ϵ_d . Le métal admet une épaisseur notée d . Ainsi, on irradie la structure par un faisceau lumineux de longueur d’onde λ , sous l’incidence extérieure θ_i . A la traversée des interfaces, le faisceau principal subit alors en partie des réflexions et des transmissions. Les champs électriques incident, réfléchi et transmis sont tous des ondes planes polarisées (TM) dans le plan d’incidence (xoz).

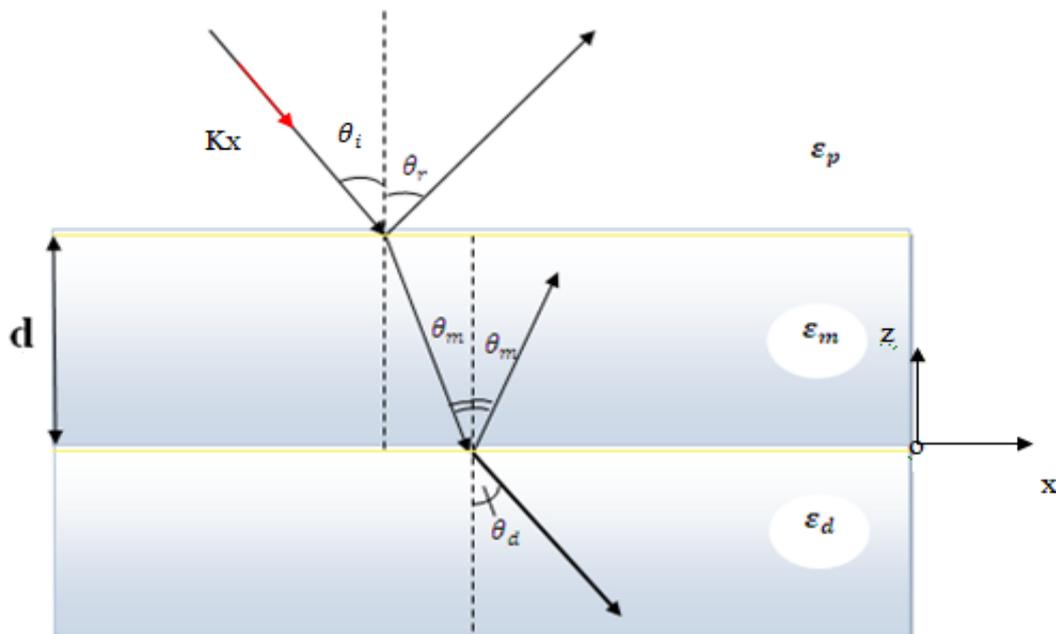


Figure II.12 : Géométrie de kretschmann pour l’excitation des ondes plasmoniques de surface sur la structure Prisme/métal/air.

Nous spécifions que ce calcul est étendu au cas d'un milieu métallique tel que l'argent, l'or, ect...

Par la suite nous allons étendre ce même calcul au cas d'un métamatériau pris dans la même configuration de Kretschmann.

Dans le milieu: $p(z \geq d)$, le champ électrique total de l'onde incidente s'écrit :

$$\vec{E}_p = \vec{E}_i + \vec{E}_r \quad (\text{II. 23})$$

avec

$$\vec{E}_p = [\vec{E}_{pi} e^{i(\vec{k}\vec{r})} + \vec{E}_{pr} e^{i(\vec{k}'\vec{r})}] e^{-i\omega t} \quad (\text{II. 24})$$

Dans la base du repère xoz, nous écrivons :

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = k_x x - k_{zp}(z - d) \quad \text{et} \quad \vec{k}' \cdot \vec{r} = k_x x + k_{zp}(z - d)$$

Avec ces notations, nous obtenons le champ électrique total dans le prisme

$$\vec{E}_p = \left[\vec{E}_{pi} e^{i(k_x x - k_{zp}(z-d))} + \vec{E}_{pr} e^{i(k_x x + k_{zp}(z-d))} \right] e^{-i\omega t} \quad (\text{II.25})$$

et où ces composantes s'écrivent

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_{pi} &= \vec{E}_{px} \left(1, 0, \frac{k_x}{k_{zp}} \right) \\ \vec{E}_{pr} &= r_p \vec{E}_{px} \left(-1, 0, \frac{k_x}{k_{zp}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.26})$$

De façon similaire, nous exprimons le champ électrique global qui règne dans le milieu métallique situé dans la zone $0 \leq z \leq d$

$$\vec{E}_m = [\vec{E}_{mi} e^{i(k_x x - k_{zm} z)} + \vec{E}_{mr} e^{i(k_x x + k_{zm} z)}] e^{-i\omega t} \quad (\text{II.27})$$

Les composantes des amplitudes de ce champ électrique dans le métal sont données par

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_{mi} &= \vec{E}_{mx} \left(1, 0, \frac{k_x}{k_{zp}}\right) \\ \vec{E}_{mr} &= r_m \vec{E}_{mx} \left(-1, 0, \frac{k_x}{k_{zm}}\right) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.28})$$

Dans le diélectrique supposé l'air ambiant, le champ électrique qui se propage à la cote ($z \leq 0$) s'écrit:

$$\vec{E}_d = \vec{E}_{dt} e^{i(k_x x - k_{zd} z)} e^{-i\omega t} \quad (\text{II.29})$$

et les composantes de son amplitude s'écrivent :

$$\vec{E}_{dt} = \vec{E}_{dx} \left(1, 0, \frac{k_x}{k_{zd}}\right)$$

A partir de ces expressions de définition des champs nous allons effectuer le calcul des coefficients des réflectivités aux interfaces prisme/métal et métal/air, qui traduisent de façon effective le comportement de l'intensité réfléchie (relative aux paramètres, optique de la géométrie adoptée) en fonction de l'angle d'incidence.

II.9.1.2. Calcul de la puissance lumineuse réflectivité :

➤ Cas d'une structure à une interface (prisme-diélectrique) sans métal

Dans cette partie, nous cherchons à exprimer en particulier le coefficient de réflexion r_p à l'interface prisme-diélectrique (voir fig. II.13). Pour cela, on applique les conditions de continuité de la composante tangentielle du champ électrique \vec{E} et de la composante normale du vecteur de déplacement $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ respectivement aux interfaces : prisme-diélectrique en ($z=0$), en absence du milieu matériel.

Ces ondes étant plane nous avons :

La relation de Fresnel : $\sqrt{\epsilon_p} \sin \theta = \sqrt{\epsilon_d} \sin \theta_d$

- $\vec{k} = k_x \vec{i} + k_z \vec{k}$
- $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p} \sin \theta$
- $k_{zp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p} \cos \theta$
- $k_{zd} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_d} \cos \theta_d = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_d - \epsilon_p \sin^2 \theta}$

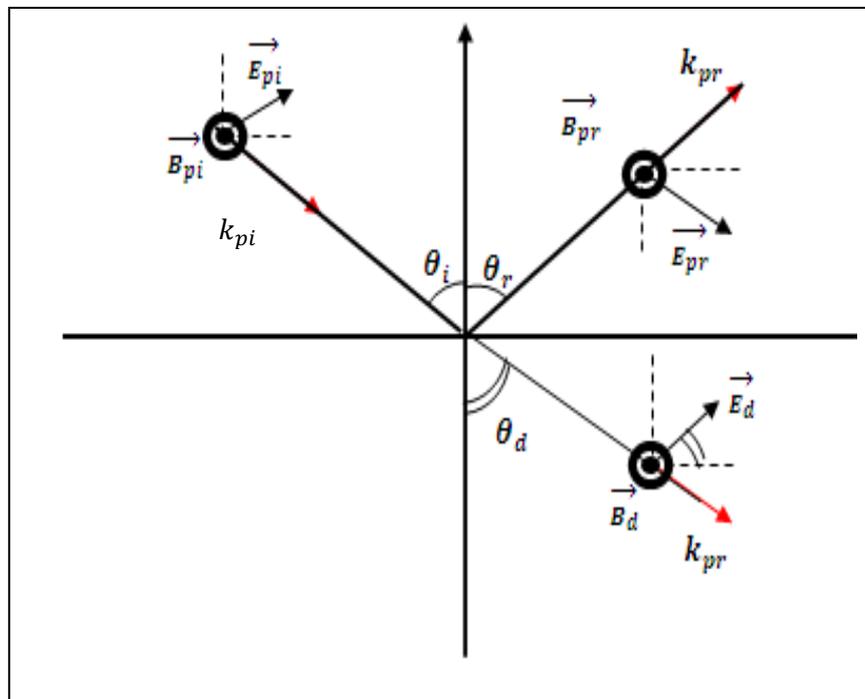


Figure II.13 : Propagation d'une onde électromagnétique au voisinage d'une interface entre un prisme et un diélectrique.

Nous obtenons donc :

$$\left(\vec{E}_p \right)_{z=0} = (\vec{E}_d)_{z=0}, \quad (\vec{D}_p)_{z=0} = (\vec{D}_d)_{z=0}$$

$$\vec{E}_{px}(1 - r_p) = \vec{E}_{dx} \tag{II.30}$$

$$k_{zd}\varepsilon_p\vec{E}_{px}(1+r_p) = k_{zp}\varepsilon_d\vec{E}_{dx} \quad (\text{II.31})$$

A partir des équations (II.30) et (II.31) :

$$r_p = \frac{\varepsilon_p k_{zd} - \varepsilon_d k_{zp}}{\varepsilon_p k_{zd} + \varepsilon_d k_{zp}} \quad (\text{II.32})$$

On pourra alors calculer la réflectivité du système définie par :

$$R = |r_p|^2$$

L'étude analytique de ce terme permet de dégager l'intérêt du métal qui est utilisé dans la géométrie de Kretschmann pour mettre en évidence la présence d'une résonance angulaire du plasmon.

➤ **Cas d'une structure avec la présence d'un métal**

Dans ce cas, nous considérons la structure : Prisme-métal-diélectrique. Dans la suite, nous allons considérer que le milieu diélectrique est l'air ambiant.

Application des conditions de continuité aux interfaces prisme-métal et métal-air

Les composantes tangentielle de \vec{E} et de la normale du vecteur déplacement $\vec{D}(\vec{D} = \varepsilon\vec{E})$ étant continues respectivement aux interfaces : milieu p-diélectrique et métal-air, nous écrivons :

A l'interface prisme-métal

$$(\vec{E}_p)_{z=d} = (\vec{E}_m)_{z=d}$$

$$(\vec{D}_p)_{z=d} = (\vec{D}_m)_{z=d}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_{px}(1-r_p) = \vec{E}_{mx}(e^{-ik_{zm}d} - r_m e^{ik_{zm}d}) \\ k_{zm}\varepsilon\vec{E}_{px}(1+r_p) = k_{zp}\varepsilon\vec{E}_{mx}(e^{-ik_{zm}d} + r_m e^{ik_{zm}d}) \end{array} \right. \quad (\text{II.33})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_{px}(1-r_p) = \vec{E}_{mx}(e^{-ik_{zm}d} - r_m e^{ik_{zm}d}) \\ k_{zm}\varepsilon\vec{E}_{px}(1+r_p) = k_{zp}\varepsilon\vec{E}_{mx}(e^{-ik_{zm}d} + r_m e^{ik_{zm}d}) \end{array} \right. \quad (\text{II.34})$$

- A l'interface métal-air

$$(\vec{E}_m)_{z=0} = (\vec{E}_d)_{z=0}$$

$$(\vec{D}_m)_{z=0} = (\vec{D}_d)_{z=0}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_{mx}(1 - r_m) = \vec{E}_{dx} \\ k_{zd}\epsilon_m \vec{E}_{mx}(1 + r_m) = \epsilon_d \vec{E}_{dx} k_{zm} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(II.35)} \\ \text{(II.36)} \end{array}$$

A partir des équations (II.33), (II.34), (II.35) et (II.36) on peut calculer les coefficients de réflexion r_p, r_m :

$$r_m = \frac{k_{zm}\epsilon_d - k_{zd}\epsilon_m}{k_{zd}\epsilon_m + k_{zm}\epsilon_d} \quad \text{(II.37)}$$

$$r_p = \frac{k_{zp}\epsilon_m(1+A) - k_{zm}\epsilon_p(1-A)}{k_{zp}\epsilon_m(1+A) + k_{zm}\epsilon_p(1-A)} \quad \text{(II.38)}$$

$$A = r_m e^{2ik_{zm}d} \quad \text{(II.39)}$$

Finalement, la réflectivité d'une onde lumineuse sur la configuration de kretschmann modélisée est déterminée numériquement par la définition :

$$R = |r_p|^2$$

L'étude analytique de ce terme permet de décrire le comportement de l'intensité réfléchie en fonction de la longueur d'onde. Nous pouvons maîtriser plus particulièrement l'influence des paramètres géométriques de la structure sur la résonance angulaire du plasmon. Les détails de cette étude seront reportés dans la suite de ce manuscrit.

Dans la partie qui suit, nous allons appliquer un autre formalisme pour le cas d'un métamatériau qui fait contact avec un prisme optique et un diélectrique. Nous adoptons toujours la géométrie de Kretschmann. L'hypothèse supplémentaire qui intervient dans ce cas est la perméabilité magnétique.

- Cas d'une structure avec un métamatériau pris dans la géométrie de Kretschmann

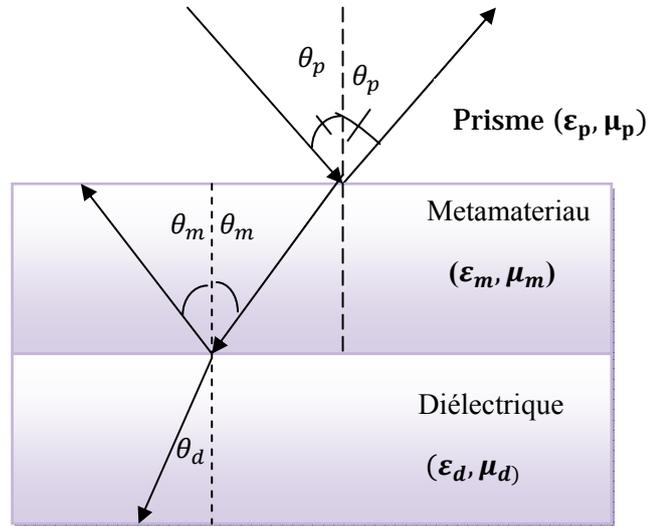


Figure II.14: Configuration de kretschmann

la réflectivité d'une onde électromagnétique sur une interface d'une structure (Cf. Fig. II.14) est exprimée par [65].

$$R = \frac{(A + B/Z_3 - Z_1(C + D/Z_3))}{(A + B/Z_3 + Z_1(C + D/Z_3))} \quad (\text{II.40})$$

avec

$$A = D = \cos K_{z2}d \quad (\text{II.41})$$

$$B = jZ_2 \sin K_{z2}d \quad (\text{II.42})$$

$$C = \frac{j \sin K_{z2}}{Z_2} \quad (\text{II.43})$$

$$k_{zi} = \sqrt{k_i^2 - (k_i \sin\theta)^2} \tag{II.44}$$

$$k_i = k_0 n_i = \omega/c$$

où l'indice $i = 1, 2, 3$ désigne le milieu considéré de la structure prisme, métamatériau et diélectrique. Les termes spécifiques de ces trois milieux sont portés sur la (Fig. II. 14)

Pour le cas d'une onde polarisée transverse magnétique (ou électrique), les termes Z_i des trois milieux i s'écrivent

$$Z_i \begin{cases} \frac{k_{zi}}{\omega \epsilon_0 \epsilon_i} & \text{Polarisation (TM)} \\ \frac{\omega \mu_0 \mu_i}{k_{zi}} & \text{Polarisation (TE)} \end{cases} \tag{II.45}$$

Nous notons que les champs électromagnétiques \vec{E}, \vec{B} de l'onde incidente décrits dans le système d'axes (x, y, z) admettent les composantes (E_x, E_z, H_y) ou (H_x, H_z, E_y) dans le cas des deux polarisations respectives (TM) et (TE).

Dans cette formulation, les deux termes des permittivités diélectriques ϵ_i et des perméabilités magnétiques μ_i (des milieux i) sont complexes. Cependant, pour un milieu passif, il y a lieu d'exprimer les champs par la dépendance en $\exp(i\omega t)$ dans le temps.

$$\text{Im}(\epsilon_i) < 0$$

$$\text{Im}(\mu_i) < 0$$

$$\text{Im}(n_i) < 0$$

$$\text{Im}(k_{zi}) < 0$$

$$\text{Re} \sqrt{\mu_i / \epsilon_i} > 0$$

Dans cette suite, nous examinons l'éq. (II.40) pour le cas de métamatériaux et nous discutons l'effet du phénomène physique. Cependant, nous allons considérer les deux configurations géométrique de Otto et Kretschman (Cf. Fig. II.15: a) et b)) suivantes:

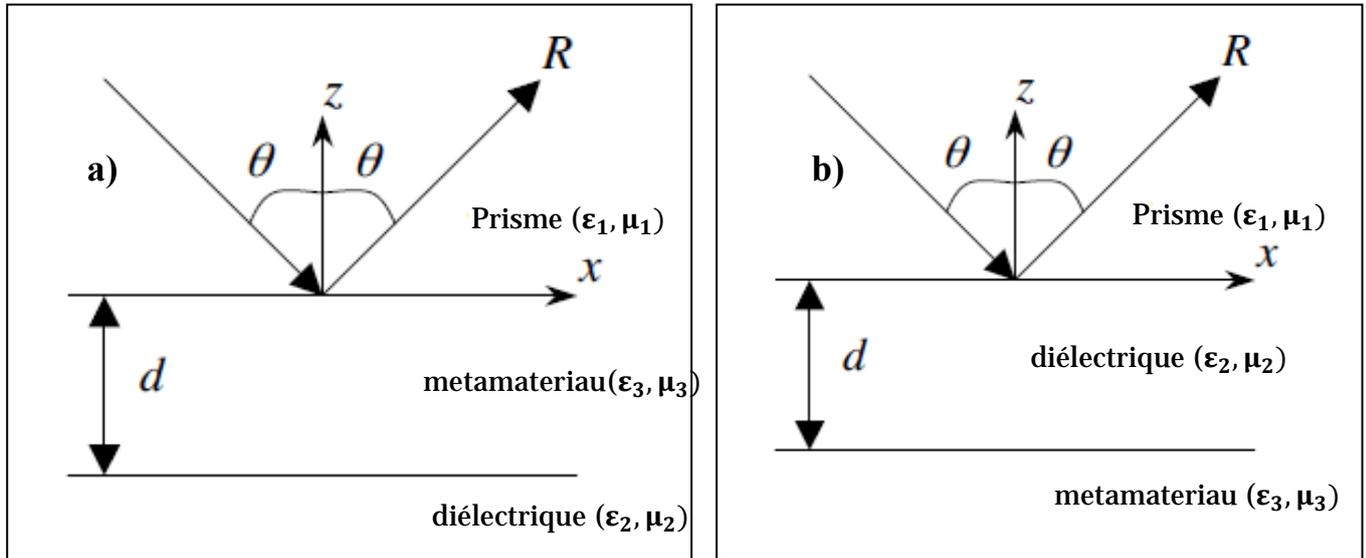


Figure II.15 : a) Configuration de Kretschmann pour l'excitation des modes plasmons d'interface avec avec $\epsilon_1 = 2.25$, $\epsilon_3 = 1.75$, $\mu_1 = \mu_3 = 1$. b) Configuration d'Otto avec $\epsilon_1 = 5$, $\epsilon_2 = 2$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$.

a) Configuration de kretschmann :

Pour ce cas de géométrie, le milieu incident (étant un prisme optique) de la structure est considéré comme semi-infini et possède une permittivité diélectrique, $\epsilon_1 = 2.25$ et une perméabilité magnétique $\mu_1 = 1$. Le milieu émergent, semi infini est un milieu diélectrique de permittivité $\epsilon_3 = 1.75$ et de perméabilité $\mu_3 = 1$. Nous prenons le cas d'un métamatériau de permittivité diélectrique ϵ_2 et de perméabilité μ_2 sous forme d'une couche mince d'épaisseur d . (Cf. Fig. II.15. a)).

En exploitant analytiquement l'approche théorique de la réflectivité lumineuse à l'interface prisme-métamatériau de la structure, et en adoptant les paramètres des milieux dans les trois cas différents (Cf. table 1), nous reportons la dépendance de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique interagissant sur la structure.

Différents cas	μ	ε
A	$\mu_2 = -2$	$\varepsilon_2 = -1.5 + 0.001$
B	$\mu_2 = 1$	$\varepsilon_2 = -4.5 + 0.001$
C	$\mu_3 = -2$	$\varepsilon_2 = 0.66 + 0.001$

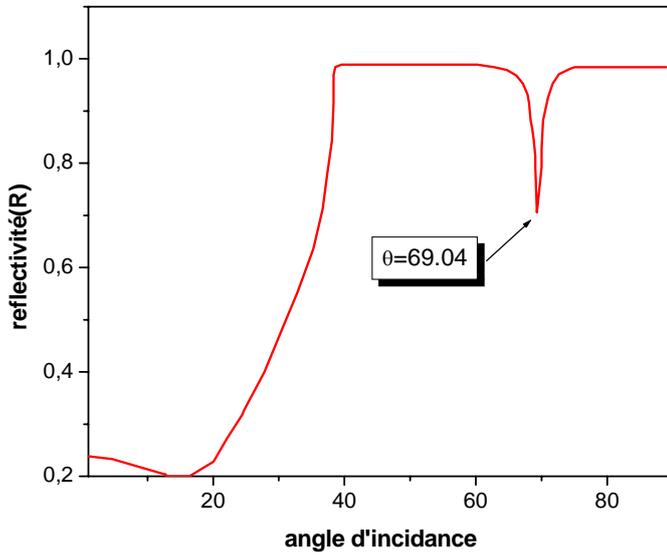
Table. 1 : Résumé des paramètres optiques adoptés[66].

Interprétation

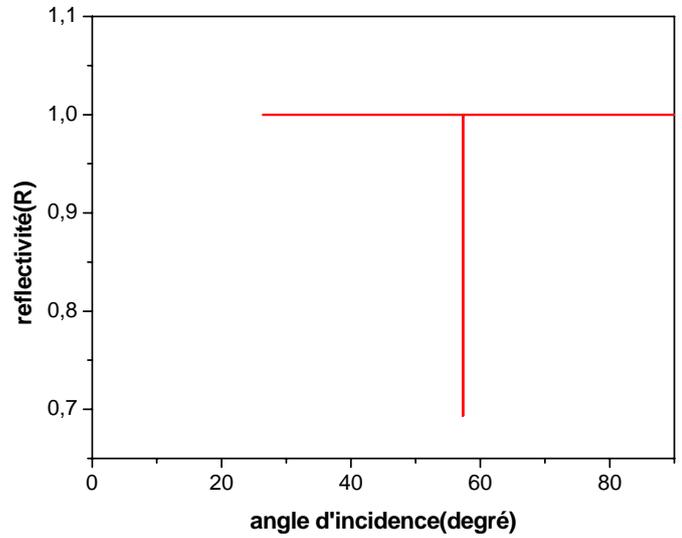
Nous voyons dans les conditions du cas A) que le spectre de réflexion présente deux résonances angulaires. Pour celle dont le creux est d'amplitude nulle, elle ne peut être associée à la présence de mode plasmon du fait que sa résonance angulaire est située à une incidence inférieure à l'angle critique θ_c exprimé par la relation $\theta_c = \arcsin\left(\sqrt{\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_p}}\right) = 61.87^\circ$. Pour celle dont le taux de réflectivité absorbée est de 7% par contre c'est une résonance angulaire associée à la présence de mode plasmon.

Dans les conditions du cas B) où la réflectivité admet un comportement continu depuis l'angle $\theta < \theta_c = 61.87^\circ$, aucun mode plasmon n'est excité. Enfin, dans les conditions du cas C), nous donnons la même raison pour prononcer l'inexistence des modes plasmons ; c'est-à-dire que la résonance angulaire présente n'est pas supposée associée à un mode plasmon

Cas A



Cas B



Cas C

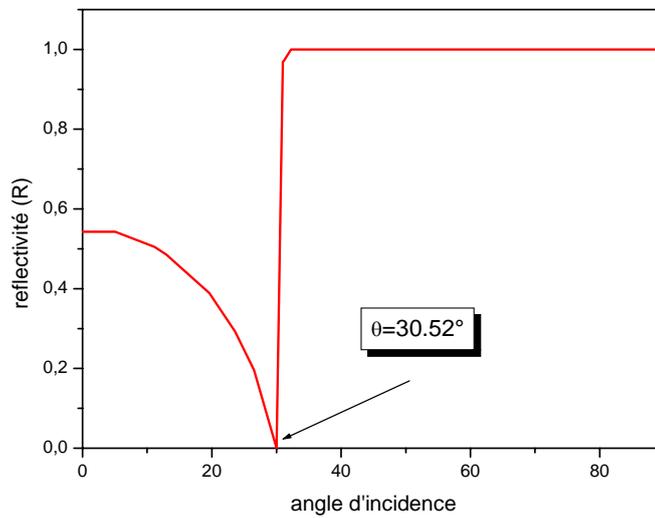


Figure II .16 : Comportement de réflexion lumineuse en fonction de l'angle d'incidence, au voisinage de la géométrie typique de kretschmann prisme-métamatériau-diélectrique dans les trois cas de la table 1.

b) Configuration otto :

Pour ce cas de géométrie, le milieu incident (1) étant un prisme optique de permittivité diélectrique, $\epsilon_1 = 5$ et une perméabilité magnétique $\mu_1 = 1$. Le milieu (2) est un diélectrique, de permittivité $\epsilon_3 = 2$ et de perméabilité $\mu_3 = 1$. Le milieu (3) est un métamatériau de permittivité diélectrique ϵ_2 et de perméabilité μ_2 . (Cf. Figs.II.115. b))

Interprétation :

La figure(II.17) montre la variation de la réflectivité R en fonction de l'angle d'incidence θ pour ces trois cas considérés dans (table II.1)

Nous voyons dans les conditions du cas A) que le spectre de réflexion présente deux résonances angulaires. Pour celle dont le creux est $\theta_c = 39.23$, elle ne peut être associée à la présence de mode plasmon du fait que sa résonance angulaire est située à une incidence inférieure à l'angle critique θ_c exprimé par la relation $\theta_c = \arcsin\left(\sqrt{\frac{\epsilon_d}{\epsilon_p}}\right) = 39.23$. Pour celle dont le taux de réflectivité absorbée est de 3.5% par contre c'est une résonance angulaire associée à la présence de mode plasmon.

Dans les conditions du cas B) nous voyons un pic qui associée a la résonance angulaire car sa résonance angulaire est située à une incidence supérieur à l'angle critique $\theta_c = 39.23$. Enfin, dans les conditions du cas C), depuis l'angle $\theta < \theta_c = 39.23^\circ$, aucun mode plasmon n'est excité.

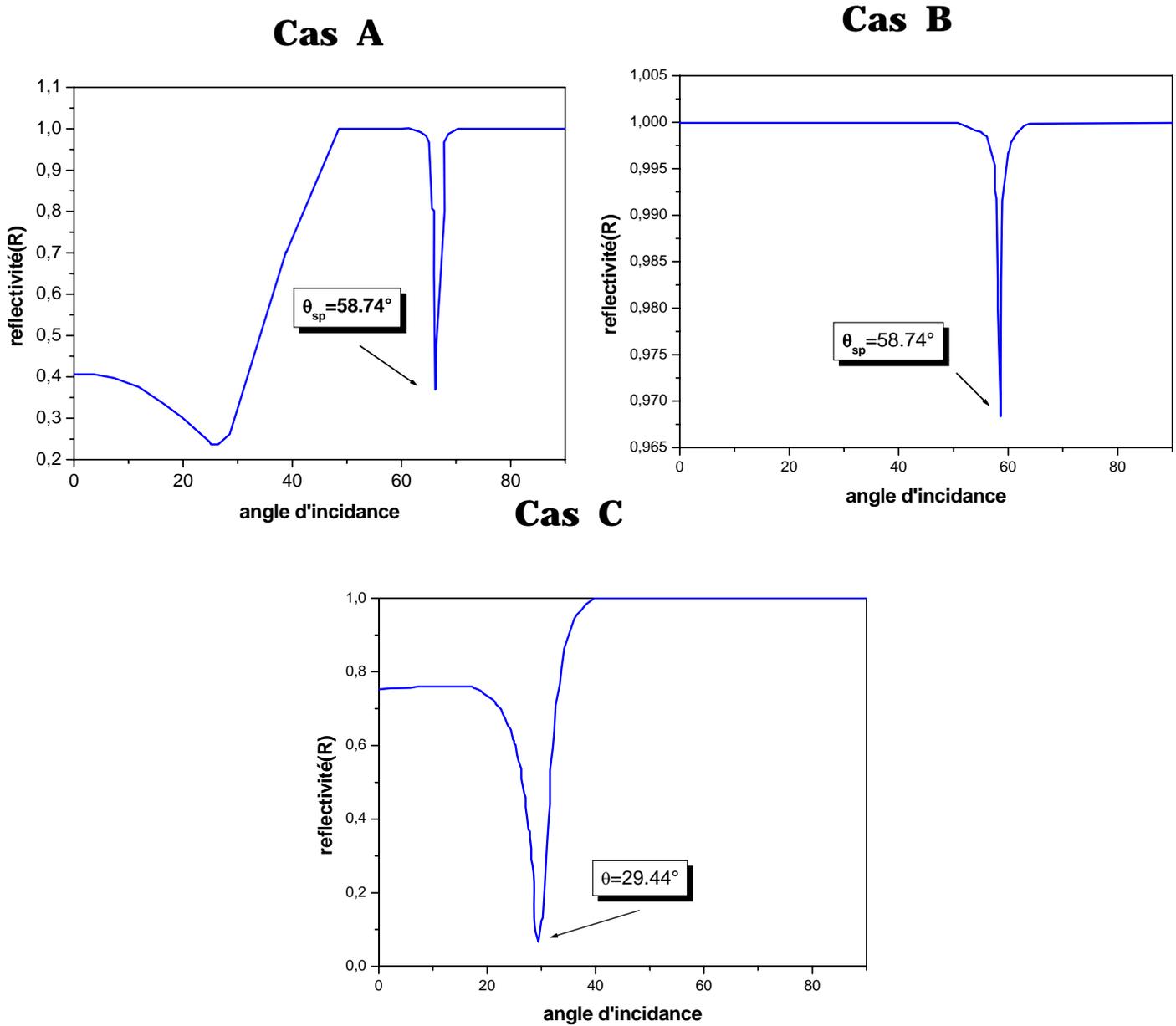


Figure II .17 : comportement de réflexion lumineuse en fonction de l'angle d'incidence, au voisinage de la géométrie typique d'otto prisme- diélectrique - métamatériau.

D'après la configuration d'otto et kretschmann on remarque que La présence de gap (configuration otto) a compensé un transfère d'énergie au plasmon de taux meilleur que dans le cas de la configuration de Kretschmann

II.10. Etude comparative entre différentes nature d'interfaces

Pour appuyer la nature des milieux constituant l'interface qui est le siège de générer des modes plasmons de surface, nous reportons le profil de la réflectivité pour trois types d'interfaces :-Prisme/diélectrique,Prisme/Ag/diélectrique et Prisme/métamatériau/diélectrique. A travers ces cas, nous pouvons montrer en particulier l'intérêt sur le choix du matériau fiable à manipuler avec une certaine efficacité (ou non) la propagation des modes plasmons.

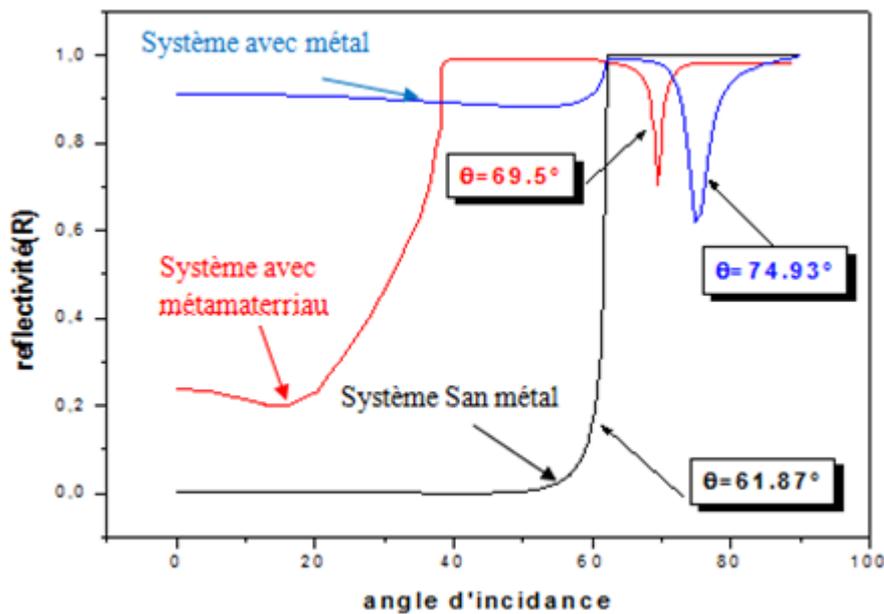


Figure II.18 : variations de la réflectivité R en fonction de l'ongle d'incidence, système avec métal, système sans métal et système avec un métamateriau.

1. Système sans métal

C'est l'interface prisme/diélectrique que l'on excite par une onde électromagnétique et de $\epsilon_p = 2.25$ et $\epsilon_d = 1.75$ tel que $\epsilon_p > \epsilon_d$, le spectre de réflexion, présente deux régions. La première correspond aux incidences inférieures à l'angle critique (réflexion totale) du système θ_c , où $\theta_c = \arcsin\left(\sqrt{\frac{\epsilon_d}{\epsilon_p}}\right) = 61.87^\circ$ 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 ce domaine angulaire, il y a réflexion totale.

2. Système avec métal(Ag) en contact d'un diélectrique

Dans les mêmes conditions d'une configuration sans métal l'ajout d'une mince couche d'argent de $\epsilon_m = -10 + 0.1$ à ce système, entre les milieux incident et émergent, modifie considérablement le phénomène de réflexion, ce que montre l'allure du spectre de réflexion. Dans cette courbe il y a deux parties. La première partie du spectre présente une réflectivité nettement supérieure à celle de la structure sans métal. Dans la seconde partie de la courbe, l'introduction du métal provoque l'apparition d'un pic de résonance. Ce phénomène est dû à l'absorption d'une fraction d'énergie du faisceau incident par la couche du métal (les plasmons de surface absorbent l'énergie électromagnétique de l'onde incidente).

3. Système avec un métamatériau et diélectrique

Dans les mêmes conditions précédent, si on remplace (Ag) avec un métamatériau $\epsilon_m = -1.5 + 0.001$ l'allure de spectre de réflexion va se changer, nous voyons dans cette courbe qu'il y a aussi deux parties. La première partie du spectre présente une réflectivité nettement inférieure à celle du système avec métal (Ag), la seconde partie de la courbe porte une résonance angulaire associée au plasmon de surface.

Chapitre III :

Champ proche sur un métamatériau (Densité d'état)

III.1. Introduction

La densité d'états (DOS) est une quantité fondamentale à partir de laquelle de nombreuses quantités macroscopiques peuvent être dérivées. En effet, une fois que cette densité est connue, la fonction de partition peut être calculée donnant l'énergie libre du système.

Dans ce qui suit, nous allons étudier son comportement en incluant deux contributions : – électrique et magnétique. Nous tenons à préciser d'autre part que cette quantité physique représentant l'énergie de structure en transmission est fortement dépendante du point z où la pointe de détection est placée (zone du champ évanescent), i.e., une mesure en spectroscopie de champ proche.

Pour introduire la densité d'états, écrivons la densité d'énergie sous la forme suivante:

$$u(r, \omega) = \rho(r, \omega) \frac{\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_b T}\right) - 1} \quad (\text{III.1})$$

où $\rho(r, \omega)$ représente la densité locale d'états (Local Density Of States) LDOS au point r et à la pulsation ω , de l'onde électromagnétique d'excitation. Pour une situation d'équilibre thermique, cette expression est un résultat habituel de la physique statistique qui stipule que la densité d'énergie en un point r et à la pulsation ω est le produit de l'énergie du photon par le nombre moyen de photon par état (donné ici par la statistique de Bose-Einstein) et par la densité d'états au point r et à la pulsation ω .

$$\rho(r, \omega) = \frac{\varepsilon''(\omega)}{(1+\varepsilon)^2 16\omega z^3 \pi^2} \quad (\text{III.2})$$

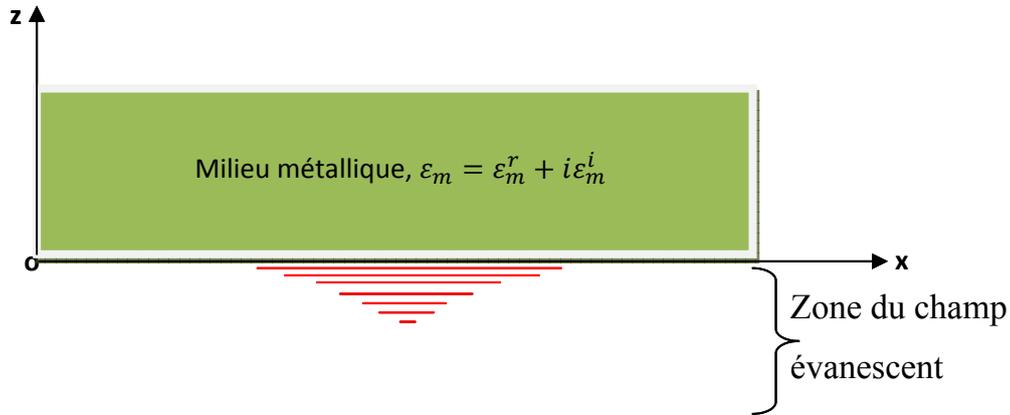


Fig.III.1 Densité d'état d'une structure en champ proche.

Nous considérons l'excitation d'une interface plane formée entre un milieu diélectrique et une surface métallique par une onde électromagnétique de fréquence angulaire ω . En supposant que le milieu métallique est l'aluminium dont la fonction diélectrique est décrite selon le modèle de Drude par :

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (\text{III.3})$$

avec $\omega_p = 1.747 \cdot 10^{16} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$, $\gamma = 7.596 \cdot 10^{13} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ la fréquence plasma du métal et le terme de relaxation (atténuation).

La relation de ε_m étant explicitée en ces deux parties réelle et imaginaire, nous exprimons la densité d'état en champ proche par :

$$\rho(r, \omega) = \frac{\varepsilon''(\omega)}{(1 + \varepsilon)^2 16\omega z^3 \pi^2} \quad (\text{III.4})$$

Cependant, nous pouvons aisément montrer au moyen de ce formalisme le comportement de LDOS en balayant la fréquence angulaire et en se positionnant à de différentes positions z de détection par rapport à l'échantillon.

Pour le cas de la densité d'état (Cf. Eq. III. 2), ce comportement au-dessus d'une interface d'aluminium pour différentes distances z est reporté sur la (Fig.III.2). Deux éléments sont remarquables sur ce profil : -le pic de résonance qui apparaît à une fréquence angulaire ($\omega_0 = 2.64.10^{16} \text{rad/s}^{-1}$) et – l'amplitude du pic plus importante en se plaçant à des positions z proche de l'échantillon. Ce dernier résultat est prévisible puisque c'est la zone d'évanescence du champ.

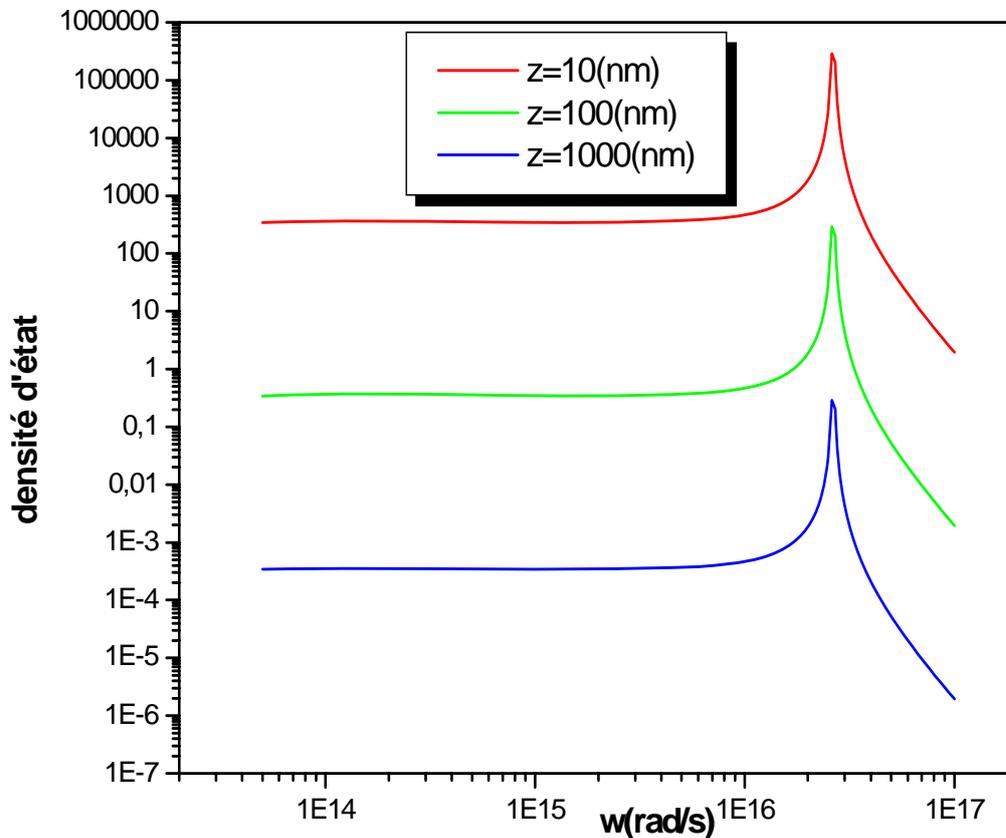


Fig.III.2. Densité d'état électromagnétique pour différentes distances à l'interface au-dessus d'un échantillon semi-infini d'aluminium en fonction de la pulsation.

III.2. Le champ proche

L'optique classique ne [67] permet pas l'observation et l'étude d'objets plus petits que la demi longueur d'onde (critère de Rayleigh). Cette limitation fondamentale est due au fait que la détection et la mesure du champ électromagnétique sont faite loin de l'objet (au moins à plusieurs longueurs d'onde de celui-ci). Il faut donc distinguer deux régions dans lesquelles se trouvent deux champs électromagnétiques de natures différentes : la première, bien connue, est la zone de champ lointain qui correspondant aux distances supérieures à $\lambda/2\pi$, Dans cette zone on trouve que des ondes propagatives, et la seconde, qui est confinée au voisinage de la surface de l'objet, est la zone de champ proche qui est limitée aux distances inférieures à $\lambda/2\pi$. Cette dernière est formée de composantes (les ondes évanescentes) dont l'existence même est due à la présence de matière et qui sont porteuses d'information sur les propriétés physiques des détails de l'objet étudié inférieurs à la longueur d'onde. La collection du seul champ lointain émis par l'objet, ne permet donc pas d'obtenir d'information sur les détails sub-longueur d'onde de celui-ci. Lors de la propagation de l'onde électromagnétique, l'information sur les hautes fréquences spatiales de l'objet est perdue.

III.3. Contribution des champs électromagnétiques en champ proche

Nous nous intéressons à étudier le comportement de la densité électromagnétique d'énergie mesurée en champ proche sur les contributions des champs électrique et magnétique du Aluminium. Leurs expressions respectives sont exprimées par

- Cas de contribution du champ électrique

$$\rho^E = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \frac{\varepsilon_m^i}{(1+\varepsilon_m)^2 4\omega k_0^3 z^3} \quad (\text{III.5})$$

- Cas de contribution du champ magnétique

$$\rho^H = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \left[\frac{1}{16k_0 z} + \frac{1}{(1+\varepsilon)^2 k_0 z} \right] \varepsilon_m^i \quad (\text{III.6})$$

où $c = 3.10^8 \text{m/s}$, la vitesse de la lumière.

- Pour le cas de contribution du champ proche sur le champ électrique (Cf. Fig. III.3), nous montrons l'effet de la position z depuis l'échantillon. Il est à remarquer qu'une augmentation de la distance z entraîne une contribution décroissante du champ électrique et où la résonance du pic reste toujours centrée à la fréquence angulaire $\omega_0 = 1.21 \cdot 10^{16}$ rad/s.

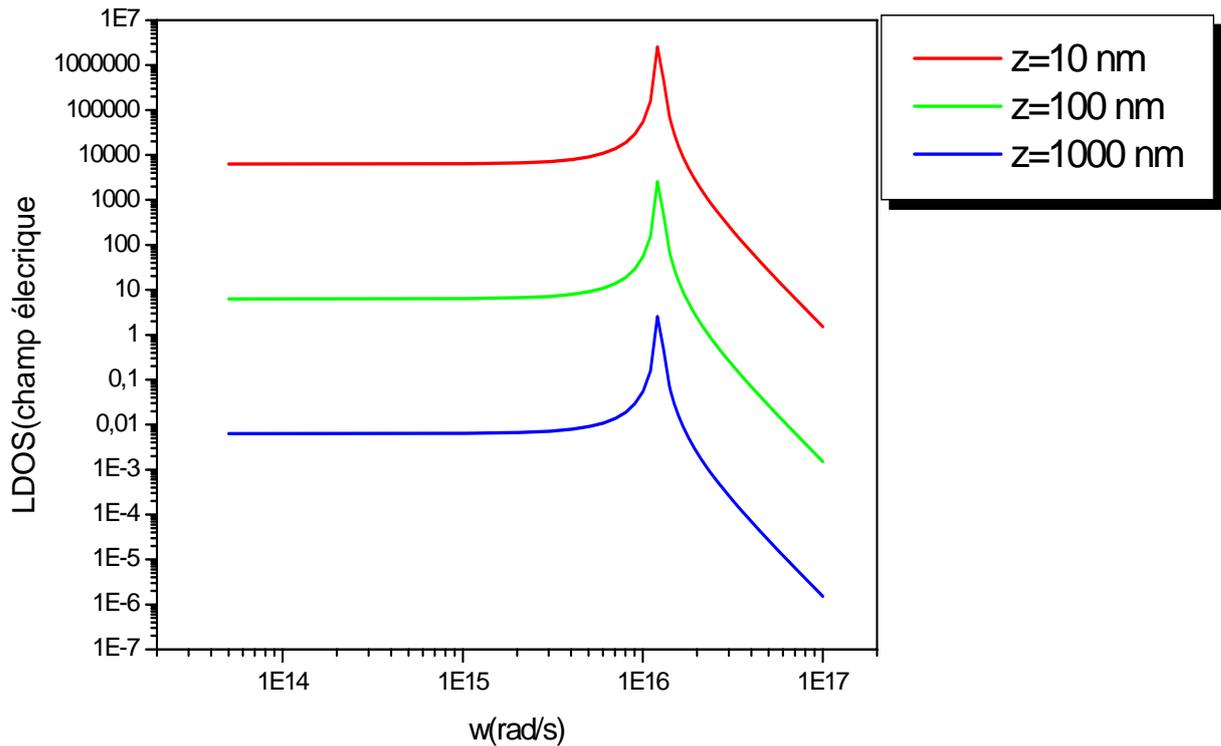


Fig. III. 3. Densité d'état électrique pour différente distance au dessus d'un échantillon semi-infini d'aluminium en fonction de la pulsation.

Il est à noter que dans ces conditions, la structure s'avère radiative autour de la fréquence angulaire ω_0 .

- Pour le Cas de la contribution du champ proche sur le champ magnétique (Cf.fig.III.4), nous remarquons que le comportement est similaire au cas précédent. La différence remarquable entre ces deux contributions, est que la résonance angulaire (dans ce cas) du pic qui qu'elle reste constante, elle est décalée : $\omega_1 = 2.59 \cdot 10^{16}$ rad/s.

La structure contribue à une émission radiative par contribution du champ magnétique.

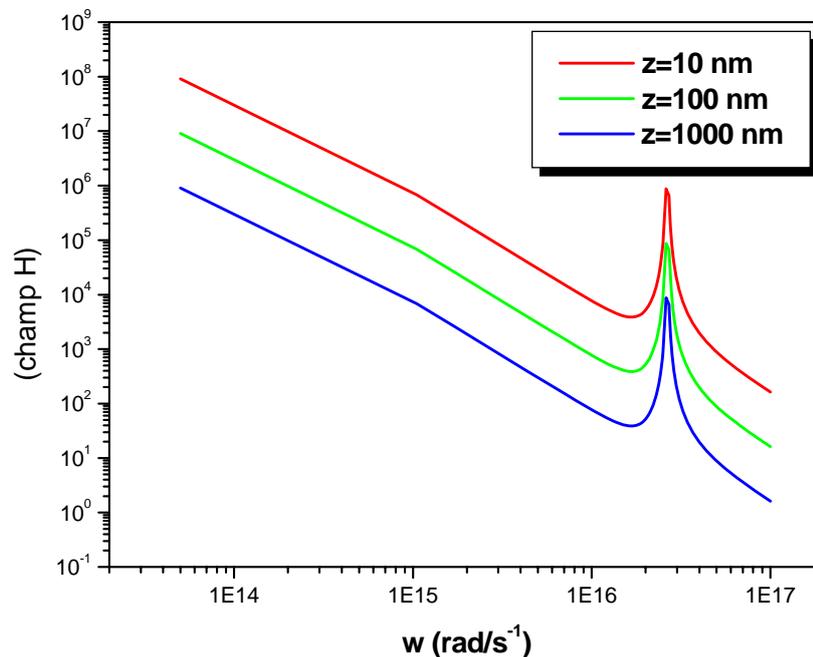


Fig.III.4 Densité d'état magnétique pour différente distance au dessus d'un échantillon semi-infini d'aluminium en fonction de la pulsation.

Pour appuyer la nature optique des matériaux dans leurs diversités, nous avons introduit l'effet de milieux magnétisés en considérant pour la même étude un métamatériau dont on s'intéresse à caractériser en champ proche. Ce dernier se distingue par rapport aux métaux (exemple l'aluminium) en plus de sa permittivité diélectrique complexe il se décrit par une perméabilité magnétique. Ces deux paramètres optiques sont évoqués au chapitre II.

Notre étude analytique portée sur les trois termes de densité de structure en champ proche, permet de mettre en évidence que les métamatériaux présentent une particularité nettement apparente par rapport à l'aluminium (à titre d'exemple) c'est qu'ils sont absorbants (et non radiatifs) autour d'un pic de résonance $\omega_3 = 3.48 \cdot 10^{10} \text{ rad/s}$. Pour le caractère évanescent, l'intensité de ces grandeurs décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'échantillon.

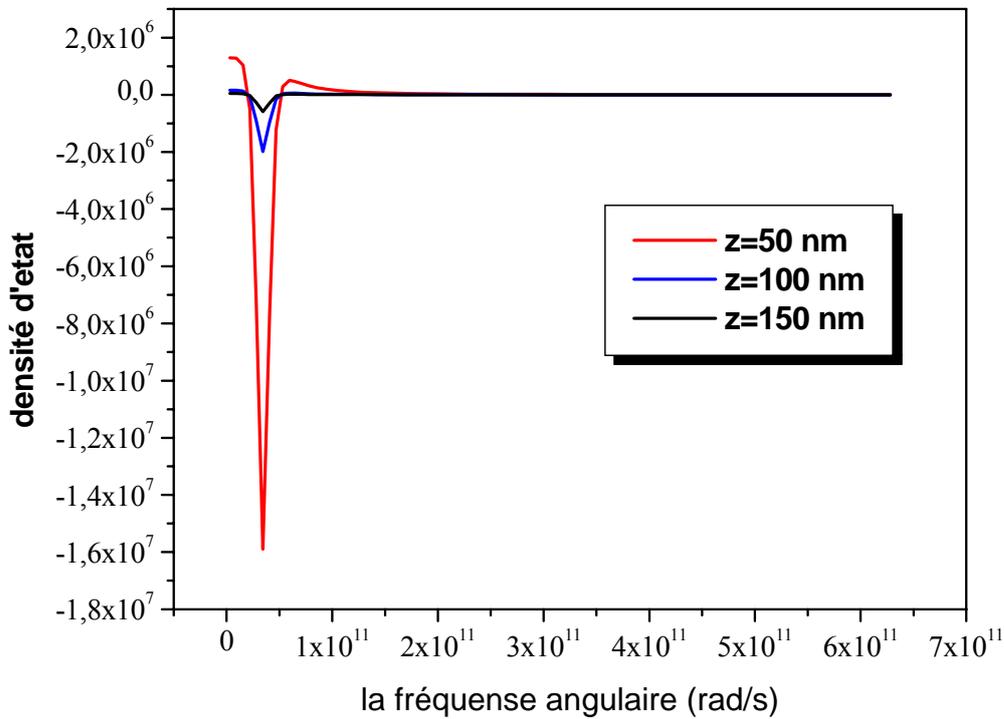


Fig.III.5 Densité d'état magnétique pour différente distance au dessus d'un échantillon semi-infini (metamateriau) en fonction de la pulsation.

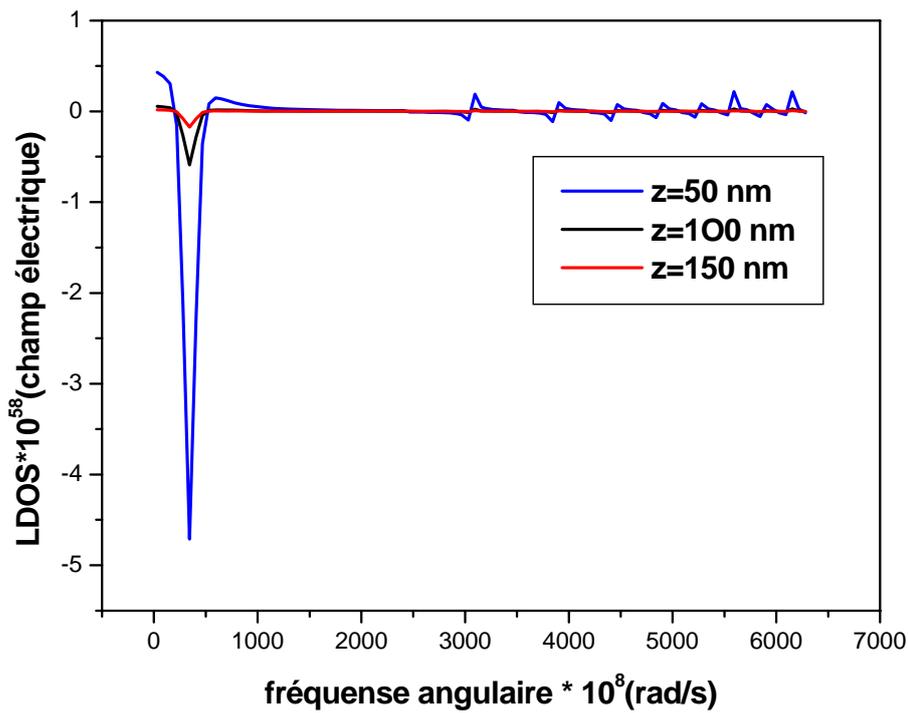


Fig.III.6 Densité d'état magnétique pour différente distance au dessus d'un échantillon semi-infini (metamateriau) en fonction de la pulsation.

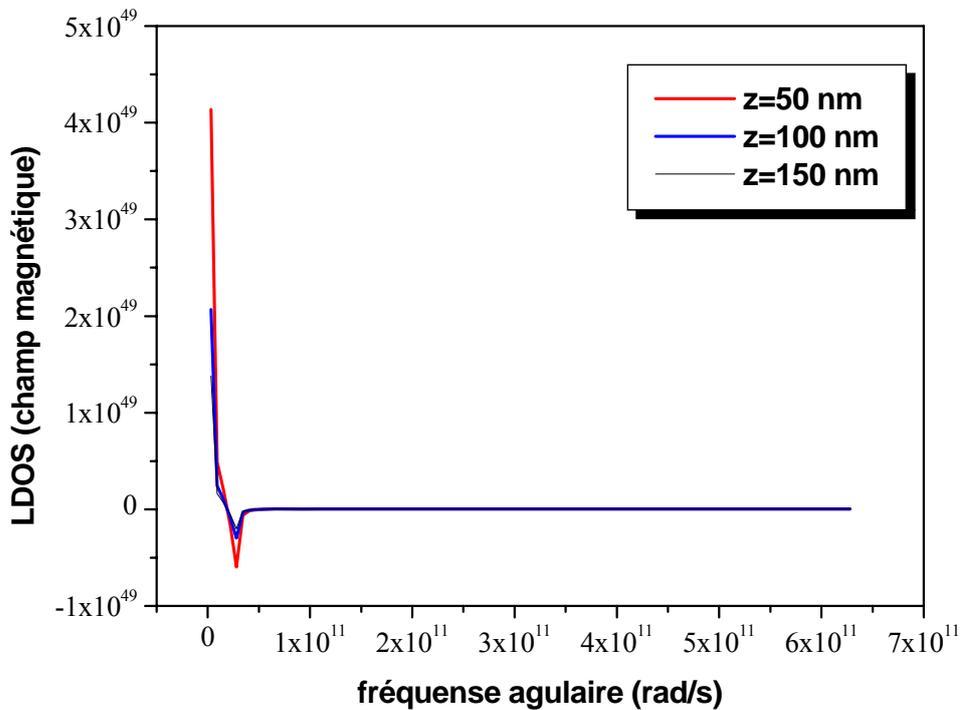


Fig.III.7 Densité d'état magnétique pour différente distance au dessus d'un échantillon semi-infini d'aluminium en fonction de la pulsation.

Conclusion

La mesure de densité des structures en champ proche est sensible à la nature de l'échantillon. En introduisant l'effet du terme de perméabilité, nous avons pu distinguer une caractéristique optique de structure où l'excitation électromagnétique est étendue dans une autre bande en fréquence.

Conclusion générale

Dans ce manuscrit, nous avons entrepris une étude théorique pour décrire les propriétés des modes résonnants de surface sur une structure de type métamatériau/diélectrique. Ces modes résonnants générés le long de l'interface constituent d'une part un moyen efficace de diagnostic des propriétés de structures ; i.e., la prédiction quantitative des paramètres de la dite géométrie et d'autre part ils sont étendus à détecter les effets de surface (liés aux propriétés de contact entre un matériau et un diélectrique). Leur sensibilité à toute variation d'indice au voisinage d'une interface fait l'atout que la réponse plasmonique de surface (SPR) est d'une extrême importance fondamentale pour voir l'utilisation des modes résonnants dans de large domaine de la science et de la technologie. Ainsi, nous avons à retenir que le potentiel expérimental offert par les modes résonnants de surface est la caractérisation des propriétés optiques des couches minces dans une échelle nanométrique. Pour appuyer le développement de cette technique des modes que l'on ne peut exciter qu'en réflexion totale (ATR) au moyen d'un prisme ou d'une surface ondulée, nous citons d'autres applications qui sont conduites pour détecter de la fluorescence des molécules, la réalisation de biocapteurs et des guides d'ondes.

Dans le but de montrer que les modes résonnants peuvent concernés tous les types d'interfaces matériaux/diélectrique nous avons pris le cas d'un métamatériau dont la particularité (par rapport aux métaux tels que l'argent, l'or, ect...) est l'effet de sa perméabilité magnétique complexe. Ainsi, nous avons pu constater que les modes de surface sont contrôlés et affectés par ce dernier paramètre. L'étude analytique entreprise sur de telle structure démontre la possibilité de confiner les modes de propagation dans la configuration conventionnelle de Kretschmann-Raether. La structure élaborée est susceptible de guider ces modes résonnants où les paramètres de structure jouent un rôle essentiel sur les performances du guide d'onde.

Nous retenons plus particulièrement que l'effet de la perméabilité magnétique suivant le modèle de la forme $\mu(\omega) = A + iB$ permet de générer les modes de plasmon de surfaces pour les deux cas de polarisation (TM) et (TE). Cette particularité des deux polarisations ne se trouve pas vérifiée pour le cas des métaux où les modes plasmons ne sont excités qu'en polarisation (TM).

Dans le chapitre complémentaire sur le champ proche, nous avons montré qu'une structure avec un métamatériau est déterminante à la génération d'une densité d'état (mesurée en transmission) sous l'effet de la contribution des champs électromagnétiques. La densité d'état est marquée par une fréquence de résonance à laquelle la structure est absorbante. En comparant cette caractéristique optique avec l'aluminium, la densité d'état décrit le caractère d'une émission radiative à la fréquence de résonance. Autrement dit, les métamatériaux présentent la particularité nettement apparente par rapport à l'aluminium (à titre d'exemple) c'est qu'ils sont absorbants (et non radiatifs) autour d'un pic de résonance $\omega_{rés} = 3.48 \cdot 10^{10} \text{ rad/s}$. Mais il faut remarquer que la sensibilité spectrale entre les deux matériaux n'est pas la même.

Pour conclure ce manuscrit, nous récapitulons le travail reporté sur l'étude des structures métal-diélectrique sont susceptibles de supporter la propagation des modes de surface où les performances de tel guide sont manipulées sur les propriétés optiques des matériaux et les paramètres de la géométrie adoptée.

L'intérêt reconnu à manipuler les modes résonants de surface est de réaliser un guide optique de fortes performances relatives aux propriétés du matériau. En d'autres termes, nous pouvons procéder également à réaliser des microcavités qui supportent la génération des plasmons avec d'autres caractéristiques.

Références
Bibliographiques

Références Bibliographiques

- [1] R.A. Shelby, D.R. Smith, et S. Schultz. Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*, 292 :77–79, 2001.
- [2] D. Lippens, T. Akalin, S. Arscott, O. Vanbésien, J. Danglot, et J. Carbonell. Focusing effect for electromagnetic band gaps : the negative permittivity and permeability approach. *JCMM 2002*, Toulouse, 2002.
- [3] Cyrille Billaudeau. “Guidage optique dans les cristaux plasmoniques 1D et 2D”. Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, LPN-CNRS. Groupe Physique des Dispositifs. 16 novembre 2007.
- [4] Gérard Hincelin. “Guides micro-ondes”, *Electronique B8*, Notes de cours, Leçon n° 8 et 9.
- [5] Gérard Hincelin. “Guides micro-ondes”, *Electronique B8*, Notes de cours, Leçon n° 10.
- [6] Pierre Tremblay. “Guide d’onde diélectrique à 3 couches”, Gel 21943 / Gel 66398, Documents de référence H-2004, 2002.
- [7] Reflacion et réfraction. J-M courty 2005- 2006 UPMC-L3-Physique-PGA Notes de cours version 0.3.
- [8] Bonnand. Université Claude Bernard - LYON 1 UFR de Physique.2006.Couplage fort entre plasmons de surface et excitons de semiconducteur organique

Références Bibliographiques

- [9] Malak Kanso. Université de Nantes école polytechnique de l'université de Nantes. 2008. Modélisation, réalisation et caractérisation d'un capteur plasmonique à fibre optique : Effets de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système microfluidique
- [10] Surface plasmon subwavelength optics. Barnes(W.L.), Dereux(A.) et Ebbesen(T.W.), Nature, 424, p. 824, 14 août 2003.
- [11] Light in tiny holes. Genet(C.) et Ebbesen(T.W.). Nature, 445, pp.39-46, 4 janvier 2007.
- [12] Plasmonics : Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions. Ozbay(E.). science, 311, p. 189, 13 janvier 2006;
- [13] Negative refractive index metamaterials. Padilla(W. J.), Basov (D.N.) et Smith(D.R.). Materials Today, 9, pp.28-35, 1 juillet 2006.
- [14] Optical negative-index metamaterials. Shalaev (V. M.). Nature photonics, 1, p.41, janvier 2007.
- [15] Plasma Losses by fast Electrons in thin films. Ritchie (R.H.). phys. Rev., 106(5), P. 874, 1957.
- [16] Raether(H.) (édité par). – Surface Plasmons. – Berlin, Springer, 1988.
- [17] Surface-enhanced spectroscopy. Moskovits(M.). Mod. phys., 57(3), pp. 783- 826, juillet 1985.
- [18] E. Kretschmann, H. Raether, "Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light", Z. Naturforsch., 23A, (1968), 2135–2136

- [19] A. Otto, “The surface polariton resonance in attenuated total reflection”, Pergamon press, New York (1974), 117-121
- [20] A. Melnyk, “Optical excitation of Plasmons in Metals: Microscopic Theory”, Physical Review B2/4 (1970)
- [21] S. Sarma, “Electrodynamics response of a bounded electron gas in hydrodynamic formalism: Theory and applications”, Physical Review B26/12 (1982)
- [22] M. Rocca et al, “Surface plasmon dispersion and damping on Ag(111)”, Physical Review B52/20, (1995)
- [23] I. Baida et al, “Theoretical study of near-field surface plasmon excitation, propagation and diffraction”, Optics Comm., 171 (1999), 317–331
- [24] H. Raether, “Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings”, Springer tracts in modern physics, 111, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg New York, (1988)
- [25] B. Tilkens, Y. Lion, Y. Renotte, “Uncertainties in the values obtained by surface plasmon resonance”, Optical engineering 39/2 (2000), 363-373
- [26] B. Tilkens, ”Dissertation PhD, Etude par spectroscopie de résonance de plasmons de surface de la formation de matrices pour matériaux photosensibles,” Université de Liège, Faculté des Sciences, (2003)
- [27] G. Sprokel et al, “Determination of the Surface Tilt angle by Attenuated Total Reflection and The Reflectivity of a Liquid Crystal Cell in a Surface Plasmon Experiment”, Mol.Cryst. & Liq.Cryst.,. 68, (1981), 29-45

- [28] A. Hoffmann et al, “A high precision ATR study of surface plasmon mediated reflectance in noble metal films”, *Surface Science* 352 (1996), 1043-1046
- [29] T. Fischer, and W. Knollb, “Dispersion of surface plasmons in rectangular, sinusoidal, and incoherent silver gratings”, *J. Appl. Phys.* 75/3, (1994)
- [30] B. Liedberg et al, “Surface plasmons resonance for gas detection and biosensing”, *Sensors and Actuators*, 4, (1983), 299–304
- [31] E. Charles, “Surface plasmon resonance optical sensors, current technology and applications”, *Sensors and Actuators*, B54, (1999)
- [32] S. Nelson, K.S. Johnston, S.S. Yee, “High sensitivity surface plasmon resonance sensor based on phase detection”, *Sensors and Actuators*, B35, (1996), 187–191
- [33] R. Ulrich, “Theory of the prism-film coupler by plane-wave analysis”, *Journal Optic Society America*, 60/10, (1970), 1337-1350
- [34] M. Caldwell and E. Yeatman, “Surface-plasmon spatial light modulators based on liquid crystal”, *Applied optics*, 31/20, (1992), 3881-3884
- [35] Y. Wang, “Voltage-Tunable Surface-Plasmon Band-Pass Optical Filters”, NASA's Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, California, (1999)
- [36] S. Zynio et al, “Bimetallic Layers Increase Sensitivity of Affinity Sensors Based on Surface Plasmon Resonance”, *Sensors*, 2, (2002), 62-70
- [37] B. Rothenhäusler and W. Knoll, “Surface plasmon microscopy”, *Nature* 332, (1988), 615-617
- [38] T Zhang et al, “Measuring particle–substrate distance with surface plasmon resonance microscopy”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 3, (2001), 333

- [39] E. Charles et al, "Surface plasmon propagation near an index step", *Optics Communications*, 167, (1999), 183-189
- [40] E. Yeatman, "Resolution and sensitivity in surface plasmon microscopy and sensing", *Biosensors & Bioelectronics*, 11/6-7, (1996), 635-649
- [41] N. Kroo et al, "A new optical method for investigation of thin films", *Surface science*, 14 (1995), 331-333
- [42] C.E. Berger et al, "Resolution in surface plasmon microscopy", *Review of scientific instruments*. 65, (1994)
- [43] I. Fadi et al, "Theoretical study of near-field surface plasmon excitation, propagation and diffraction", *Opt. Comm.* 171, (1999), 317–331
- [44] A. Notcovich et al, "Surface plasmon resonance phase imaging", *Applied Physics Letters*, 76/13, (2000), 1665-1667
- [45] A. Grigorenko et al, "Dark- field surface plasmon resonance microscopy", *Optics Communications*, 174, (2000), 151-155
- [46] T. Okamoto and I. Yamaguchi, "Surface plasmon microscope with an electronic angular scanning", *Optics communications* 93 (1992), 265-270
- [47] C. Berger et al, "Surface Plasmon Resonance Multisensing," *Anal. Chem.* 70, (1998), 703-706
- [48] L. Lyon et al, "An improved surface plasmon resonance imaging apparatus", *Review of scientific instruments*, 70/4, (1999), 2076-2082

- [49] F. Pencemin and A. Maradudin, "Scattering of a surface plasmon polariton by a surface defect", *Phys. Rev. B* 50, (1994), 15261-15275
- [50] J-M. Pitarke et al, "Surface plasmons in metallic structures", *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 7, (2005), 73-84
- [51] J. Homola, "Surface plasmon resonance based sensors, Springer series on chemical sensors and biosensor/Methods and Applications," in *Springer tracts in modern physics*, Springer-Verlag Berlin ed., Heidelberg NY, v.4 (2006)
- [52] 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* 200, (2001), 119-130
- [53] K.G. Müller, M. Veith, S. Mittler-Neher et W. Knol, Plasmon surface polariton coupling with dielectric gratings and the thermal decomposition of these dielectric gratings, *Journal of Applied Physics* 82, 4172 (1997)
- [54] A. Otto, Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection, *Zeitschrift für Physik* 216, 398 (1968)
- [55] E. Kretschmann et H. Raether, *Zeitschrift Naturforsch* 23a, 2135 (1968)
- [56] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart. «Low frequency plasmons in thin-wire structures.» *J. Phys. Cond. Matter.* 10, 1998: 4785-09.
- [57] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart. «Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena.» *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.* 47, 1999: 2075-2084.

- [58] D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser, S. Schultz. «Composite medium with simultaneously negative permability and permittivity.» *Phys. Rev. Lett.* 84, , 2000: 4184-4187
- [59] P.G. Balmaz, O. J. F. Martin, «Efficient isotropic magnetic resonators.» *Applied Physics Letters*, 81(5), 2002: 939–941.
- [60] S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood, S. R. J. Brueck. «Experimental Demonstration of Near-Infrared Negative-Index Metamaterials.» *Phys. Rev. Lett.* 95, 137404, 2005.
- [61] V. G. Veselago, «The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability.» *Sov. Phys. Usp.*, 10, 1968: 509-514.
- [62] J.B. Pendry, «Negative refraction makes perfect lens.» *Phys. Rev. Lett.*, Vol.85, N°18, 2000: 3966-3969.
- [63]. Jonah N. Gollub,^{1,2} David R. Smith,^{1,2} David C. Vier,² Tim Perram,² and Jack J. Mock¹. «Experimental characterization of magnetic surface plasmons on metamaterials with negative permeability» *PHYSICAL REVIEW B* 71, 195402-7, (2005).
- [64]. Ishimaru, A., *Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering*, Prentice Hall, 1991.
- [65]. Soukoulis P. M. Soukoulis, «Transmission studies of left-handed materials» *PHYSICAL REVIEW B*, volume 65, 033401-4.
- [66] A. Ishimaru, S. Jaruwatanadilok, and Y. Kuga, «Generalized surface plasmon resonance sensors using metamaterials and negative index materials», *Progress In Electromagnetics Research*, PIER 51, 139–152, 2005.

- [67] R. Pechou, F. Ajustron, G. Seine, R. Coratger, C. Maurel, J. Beauvillain .« A hybrid instrument combining electronic and photonic tunnelling for surface analysis”. Appl. Surf. Sci. 225 (2004) 332.

Résumé

L'étude des modes résonants de surface proche d'une interface est d'une importance fondamentale pour comprendre et manipuler la propagation d'une onde électromagnétique incidente. Pour cela, nous avons adopté la géométrie de kretschmann-raether pour exciter ces ondes de surface. Pour cette configuration, nous avons défini quelques hypothèses constituant la problématique sur les paramètres optiques de structure et en particulier l'introduction de l'effet de la perméabilité magnétique relative du milieu matériel. Pour maîtriser les effets de ces paramètres, nous avons effectué un calcul analytique pour en déduire les caractéristiques des modes plasmoniques guidés. La structure multicouche fait le siège de guider l'onde ; c'est -à- dire de propager l'énergie électromagnétique. Pour valider et compléter les caractéristiques de ce guide, nous avons abordé une étude en champ proche.

Mot clés : plasmon de surface, modes résonants, géométrie de kretschmann-raether, structure multicouche, champ proche.

Abstract

The study of surface resonant modes near an interface is of fundamental importance to understand and manipulate the propagation of an incident electromagnetic wave. For this, we adopt the Kretschmann-Raether geometry to excite surface waves. For this configuration, we define assumptions which constitute the problematic on the optical parameters of structure and in particular the introduction of the relative magnetic permeability effect of a material medium. To control the effects of these parameters, we used an analytical approach to optimize the characteristics of the plasmonic waveguide. The multilayer structure is the seat of the wave guide, that is to say to propagate electromagnetic energy. In the aim to valid guide characteristics and optical parameters of the adopted structure , we report the near field study.

Key words: plasmon surface, resonant modes, geometry of kretschmann-Raether, multilayer structure, the near field.

المخلص

دراسة أساليب تجاوب السطح قرب الحد ذات أهمية جوهرية لفهم ومعالجة انتشار موجة كهرومغناطيسية لذلك اعتمدنا على تشكيلة Kretschmann لإثارة موجات السطح. من أجل هذه التشكيلة, حددنا بعض الافتراضات التي تبني إشكاليات على الوسائط البصرية للبنية وبالخصوص إدخال مفعول النفاذية المغناطيسية النسبية في الوسط المادي. لأجل التحكم في مفعول هذه الوسائط, قمنا بحساب تحليلي لأجل استخلاص خصائص الأساليب البلازمونية الموجهة. البنية المتعددة الطبقات تقوم بحصر الأمواج الموجهة يعني لانتشار الطاقة الكهرومغناطيسية. للتحقق من صحة واستكمال خصائص هذا الدليل, قمنا بدراسة في المجال القريب لكثافة الطاقة.

الكلمات المفتاحية : السطح البلازمي, النماذج المتجاوبة, تشكيلة Kretschmann, بنية متعددة الطبقات, المجال القريب.