

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE Dr. TAHAR MOULAY SAIDA

FACULTE DES SCIENCES



MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

MASTER

Spécialité : *PHYSIQUE*

Option : *Spectroscopie Moléculaire*

Par

Khelfa Razika

Sur le thème

**Etude de l'intensité diffracté par un réseau
métallique en Al cas de la polarisation TE**

Soutenu le 11 /06/2015 devant la commission d'examen :

Mr EIKEURTI M ^{ed}	professeur (Université de saïda)	président
Mr BOUTALEB HABIB	Maître de Conférences (Université de Saïda)	Encadreur
Mr ZEMOULI MOSTEFA	Maître de Conférences (Université de Saïda)	Examineur
Mr AMARA KADDA	Maître de Conférences (Université de Saïda)	Examineur
M ^{me} N.BEKHALED	Maître de Conférences (Université de Saïda)	Examineur

Année Universitaire 2014 - 2015

Dédicace

*Par le biais de ces mots, je dédie le fruit de mes années d'étude
aux personnes les plus chers yeux à savoir :*

A Ma Mère, Mon Père

A Mon frère hamza

A Mes sœurs Djawhar, Fatima, Fouzia,

Marwa, Ilham, souria et nihâl

A tous mes collègues : Fatima,

Hassna, Ikram, Hassiba, djawhara, Kheira.

*A tous personne qui m'ont aidé de près ou de loin à la
réalisation de travail.*

Razika

Remercîment

Nous tenons tout d'abord à remercier Dieu le tout puissant et miséricordieux, qui nous a donné la force et la patience d'accomplir ce modeste travail.

En second lieu, nous tenons à remercier notre encadreur M : H .Boutaleb, son précieux conseil et son aide durant toute la période du travail.

Nos vifs remerciements vont également aux membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à notre recherche en acceptant d'examiner notre travail et de l'enrichir par leurs propositions.

Enfin, nous tenons également à remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Table des matières

Introduction générale	2
<i>Chapitre 1</i>	
Microscope en champ proche optique	
1.1. Introduction.....	5
1.2. Les microscopes à effet tunnel électronique(STM).....	6
1.3. Les microscopes à force atomique(AFM).....	7
1.4. La microscopie optique à champ proche.....	8
1.5. Différents types de microscopes optiques en champ proche.....	8
1.5.1. SNOM en mode illumination.....	10
1.5.2. SNOM en mode collection.....	11
1.5.3. Microscopie a pointes sans ouvertures (ou -Aperturless).....	12
1.5.4. Microscopies a effet tunnel optique(PSTM).....	13
1.6. Conclusion.....	16
<i>Chapitre 2</i>	
Plasmons des surfaces	
2.1. Introduction	18
2.2. Plasmons de volume.....	19
2.3 Plasmons de surface.....	20
2.3.1. Plasmons de surface localisés.....	21
2.3.2. Plasmons de surface délocalisés.....	21
2.4. Excitation des plasmons polarisons de surface.....	21
2.4.1. Couplage des plasmons non radiatifs avec la lumière.....	22
2.4.1.1. Condition de couplage.....	22
2.4.2. Couplage par prisme (Méthode ATR).....	23
2.4.3. Couplage par un réseau.....	26
2.5. Conclusion.....	28
<i>Chapitre 3</i>	
La méthode différentielle	
3.1. Introduction.....	30
3.2 Modèle théorique de la méthode différentielle à 1 D.....	33
3.3. Réseau éclairé par une onde polarisée en mode TM.....	34
3.3.1. Résolution de l'équation de propagation dans les milieux extrêmes.....	35
3.3.2. Résolution de l'équation de propagation dans zone modulée.....	35
3.4. Introduction des matrices de transmission et réflexion.....	38
3.5. Principe de la détermination des matrice R et T.....	39
3.6. Principe de la méthode différentielle.....	40
3.7. Conclusion.....	44
<i>Chapitre 4</i>	
Résultats et Discussions	
4.1. Introduction.....	46
4.2. Mis au point du programme de simulation	46

4.3. Géométrie de la structure	50
4.4. Analyse en champ lointain.....	51
4.5. Analyse en champ proche.....	53
4.6. Calcul du champ électromagnétique diffracté par un objet sur-longueur d'onde.....	54
4.7. Influence de la partie réelle de l'indice de la réfraction sur le profil de l'intensité	56
4.7.1. Re- Calcul de champ électromagnétique diffracté par un objet diélectrique (pour $n=1.458+i*0.0$).....	56
4.7.2. Calcul du champ électromagnétique diffracté par un métal d'indice de réfraction $n=0.05+i*0.0$	57
4.8. Calcul le champ électromagnétique diffracté par un réseau métallique sur-longueur d'onde en Al ($n=1.39+i*7.65$) objet : pavé $L=4\mu\text{m}$ et $h=100\text{nm}$)	61
4.9. Calcul le champ électromagnétique diffracté par un réseau métallique en Al sub-longueur d'onde ayant les caractéristiques suivantes : largeur l = hauteur $h=100\text{nm}$	62
4.10. Conclusion.....	64
Conclusion Générale	66
Bibliographie	67

Liste des figures

Figure.1.1 : Principe de la microscopie S.T.M.....	6
Figure.1.2 : Principe du microscope AFM.....	7
Figure .1.3 : Les différentes techniques des SNOM à sonde avec ouverture : (a) SNOM en mode illumination en transmission. (b) SNOM en mode illumination en réflexion. (c) SNOM en mode collection en transmission. (d) SNOM en mode collection en réflexion. (e) SNOM en m	9
Figure.1 .4 : Schéma de principe proposé par Synge du microscope optique en champ proche en champ proche dans la mode illumination avec une détection en transmission.....	11
Figure.1.5 : Principe de base du PSTM.....	14
Figure.1.6 : Mode à intensité constante.....	14
Figure.2.1 : Représentation des configurations(a) de d’Otto, (b) de Kretschmann-Raether.....	24
Figure .2.2 : Relation de dispersion des plasmons de surface pour un système Prisme/métal.....	25
Figure.2.3 : Relation de dispersion des plasmons de surface pour un système prisme/métal/réseau.....	27
Figure .3.1 : Modèle théorique de la méthode différentielle appliqué à un réseau unidimensionnel.....	33
Figure .4.1 : Géométrie de la structure	50
Figure .4.2 : étude de la répartition de l’intensité du champ électrique diffracté en champ proche en fonction du nombre de mode.....	55
Figure.4.3 : Etude de la répartition de l’intensité du champ électromagnétique	

Diffracté en champ proche au-dessus de l'objet.....	56
Figure.4.4 : étude de la répartition de l'intensité du champ électrique diffracté en champ proche en fonction du nombre de mode.	57
Figure.4.5 : intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $4\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ à une altitude de 10nm	58
Figure.4.6 : intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $4\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ à une altitude de 10nm $n = 1.05 + i 0.0$	59
Figure.4.7 : intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $4\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ à une altitude de 10nm $n=1.1+i 0.0$	59
Figure.4.8 : intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $4\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ à une altitude de 10nm $n=1.8$	60
Figure.4.9 : intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $4\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ à une altitude de 10nm $n=2.2$	60
Figure.4.10 : intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $4\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ à une altitude de 10nm	61
Figure 4.11 : intensité du champ électrique diffracté par un réseau diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $100\text{nm}\times 100\text{nm}$ et à une altitude de 10nm	62

Liste des tableaux

Tableau 4.1 : Somme des efficacités transmises et leurs variations relatives $(T_{i+1} - T_i)/T_i$, pour le réseau 1. Les valeurs T_i sont multipliées par 10^{-4} 51

Tableau 2 : Somme des efficacités transmises pour le réseau 2 ainsi que leurs variations relatives $(T_{i+1} - T_i)/T_i$, Les valeurs T_i sont multipliées par 10^{-7} 52

Introduction Générale

Introduction Générale

Le début des années quatre-vingt a vu l'avènement d'une nouvelle génération appelée "microscopes à sonde locale". Ces microscopes se caractérisent essentiellement par une sonde nanométrique utilisée soit pour l'illumination de l'objet étudié soit pour la détection du champ électromagnétique émis par l'objet. Contrairement aux microscopes à champ lointain où le système de détection est placé à une distance très grande devant la longueur d'onde, pour les microscopes à sonde locale, la sonde est placée à une distance très proche de la surface de l'objet étudié (quelques dizaines de nanomètres). Cette microscopie apparaît sous plusieurs formes remarquables. Parmi ceux-ci, on trouve la microscopie optique à champ proche. Cette dernière regroupe également une multitude de famille. Parmi l'ensemble de ces familles, nous nous sommes intéressés au microscope optique à effet tunnel (PSTM).

Dans le but de comprendre les mécanismes employés dans la formation de ses images, nous nous sommes proposé de réaliser une étude théorique qui consiste à simuler ses images. Cette simulation consiste à calculer le champ électromagnétique diffracté par l'objet étudié. L'intensité de ce champ est susceptible d'être comparée à l'image expérimentale (l'image en question). Ainsi, le travail que nous allons présenter explicitement dans ce mémoire, consiste à étudier la méthode différentielle qui est une technique de calcul du champ électromagnétique diffracté par un objet sub-longueur d'onde, puis simuler les images PSTM par cette méthode.

Nous avons décomposé notre travail en quatre chapitres. Le premier chapitre est une présentation de la microscopie optique en champ proche et particulièrement la microscopie à effet tunnel optique ainsi que les principaux résultats obtenus sur les diélectriques. Le second chapitre est consacré à la présentation de notions sur les plasmons de surface non radiatifs, principalement

les mécanismes de couplage avec la lumière, qui nous seront nécessaires dans l'analyse et la compréhension des résultats obtenus dans les chapitres suivantes. Dans le troisième chapitre, nous décrirons la méthode différentielle à une dimension permettant de calculer le champ électromagnétique diffracté par des structures. Le quatrième chapitre consistera à la présentation des résultats de la simulation numérique.

Chapitre 1
Microscope en
champ proche
Optique

Chapitre1 : Microscopie optique à champ proche

1.1 Introduction :

L'idée du microscope à champ proche remonte aux années 1930 (Edward H. Synge et Albert Einstein). Synge a proposé d'explorer le champ proche à l'aide d'un nano-objet diffusant (particule d'or) placé sous une lamelle de microscope (méthode sans ouverture). Einstein suggère de son côté d'utiliser une nano-ouverture dans un film d'argent déposé sur du verre, ouverture jouant le rôle de nano-source de lumière. Dans les deux cas, il faut balayer la surface de l'échantillon avec une nano-source ou avec un nano-objet.

Ces deux principes ont donné lieu à des différentes réalisations mais le SNOM à ouverture est de loin le plus utilisé et tous les instruments commercialisés et correspondant à cette approche. On peut également classer les microscopes optiques de champ proche en microscope à sonde active (la sonde émet de la lumière) et à sonde passive (la sonde ne fait que détecter le champ proche électromagnétique au voisinage de l'objet, c'est le cas des microscopes à effet tunnel photonique). Avant de continuer l'exploration du domaine de la microscopie optique à champ proche, nous aimons parler de deux types particuliers mais très intéressants dans la microscopie à champ proche. Ce sont le microscope à effet tunnel électronique (STM) et le microscope à force atomique AFM.

1.2 Le microscope à effet tunnel électronique (STM) :

C'est une microscopie électronique qui a été inventée en 1984 par G. Binnig et H. Rohrer [1]. Elle est basée sur l'exploitation de l'effet tunnel électronique qui s'établit entre la surface d'un objet métallique et une pointe métallique, généralement en tungstène, placée à une distance très faible de la surface de l'objet étudié (typiquement < 1 nm), Fig.1. L'information obtenue

avec le STM est principalement topographique, avec une résolution latérale d'ordre atomique [2, 3]. D'autres informations sont également accessibles avec ce type de microscopie comme la détermination de la composition chimique locale en surface ainsi que son utilisation en nano-lithographie [4, 5].

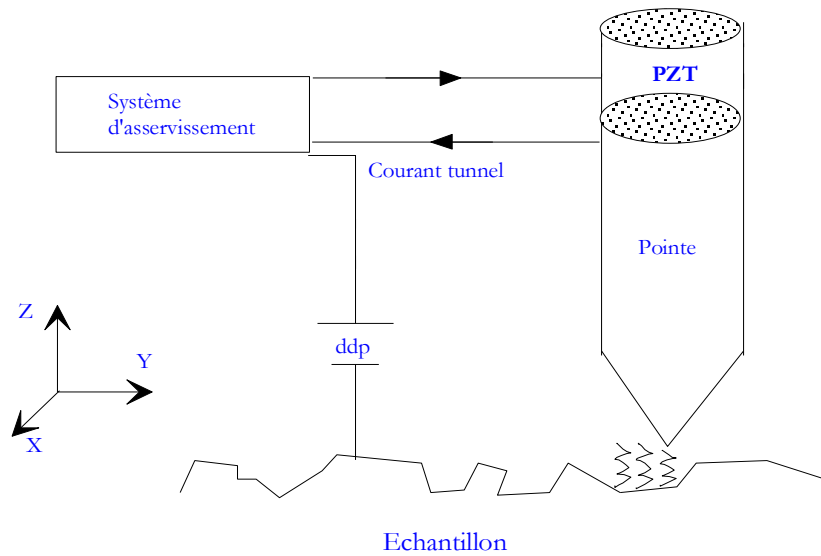


Figure 1-1: Principe de la microscopie S.T.M.

1.3 Les microscope à force atomique (AFM) :

Cette microscopie, qui est une dérivée du STM, a été inventée en 1986 par G. Binnig, C.F. Quate et C. Gerber [6]. Elle est basée sur la détection des forces inter-atomiques (répulsive ou attractive) qui s'établissent entre les atomes situés à l'extrémité de la sonde (pointe) et les atomes de la surface de l'échantillon étudié, Fig.2. Contrairement au STM, l'AFM permet d'étudier des échantillons non métalliques et qui ne sont pas forcément transparents. L'information obtenue avec cet instrument est principalement topographique et on pourra atteindre la résolution atomique [7].

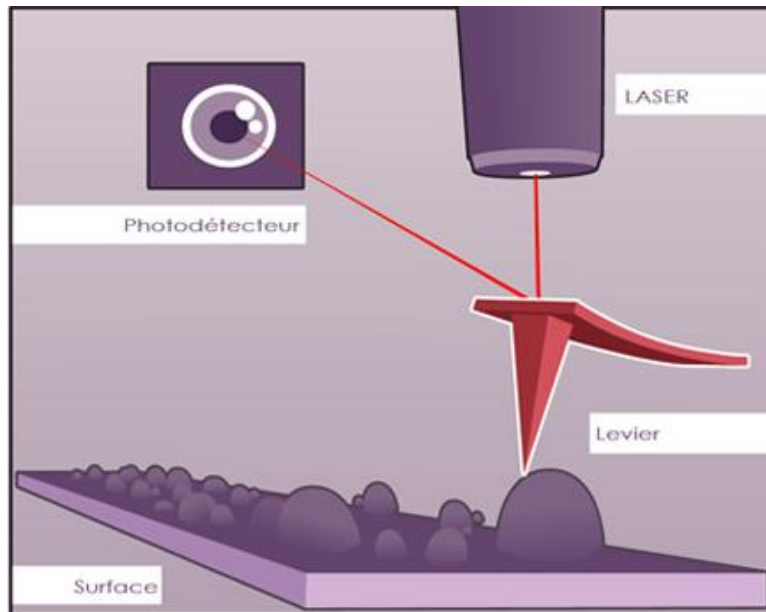


Figure.1.2 : Principe du microscope AFM

1.4 La microscopie optique à champ proche :

Cette microscopie est connue sous l'acronyme **SNOM** pour **Scanning Near-field Optical Microscopy**. Elle a été développée essentiellement grâce au progrès réalisé dans les deux microscopies STM et AFM concernant le déplacement de la sonde et l'informatique utilisée pour l'acquisition numérique des images. Les grandeurs physiques détectées pour le STM est un courant électrique, pour l'AFM se sont des forces inter-atomiques alors qu'en microscopie **optique** à champ proche c'est la lumière qu'on doit détecter. La sonde employée dans ce type de microscopie est généralement une fibre optique. Elle peut être de différentes natures : sonde avec ouverture à l'extrémité ou sans ouverture ; et pourra jouer plusieurs rôles : sonde en mode illumination (éclairage au-travers de la sonde), sonde en mode détection ou les deux modes en même temps (une seule sonde utilisée pour les deux fonctions). Ainsi,

différentes configurations expérimentales sont envisageables. Celles-ci peuvent être classées soit selon la nature de la sonde soit selon le rôle de la sonde. Chacune de ces catégories se subdivise en plusieurs sous-catégories suivant l'éclairage de l'objet étudié (en transmission ou en réflexion), Fig.3.

1.5 Différents types de microscopes optiques en champ proche :

La microscopie en champ proche est fondée sur la détection des ondes évanescentes confinées dans la zone champ proche de l'échantillon. Cette détection peut se faire de plusieurs manières [8], ce qui a donné naissance à un grand nombre de configurations expérimentales. Plusieurs classifications [9,10], ont été proposées, celles basées sur la nature de l'éclairage de l'échantillon (transmission ou réflexion) ou bien sur le rôle de la sonde pour collecter ou éclairer l'échantillon (mode illumination, mode collection et perturbation).

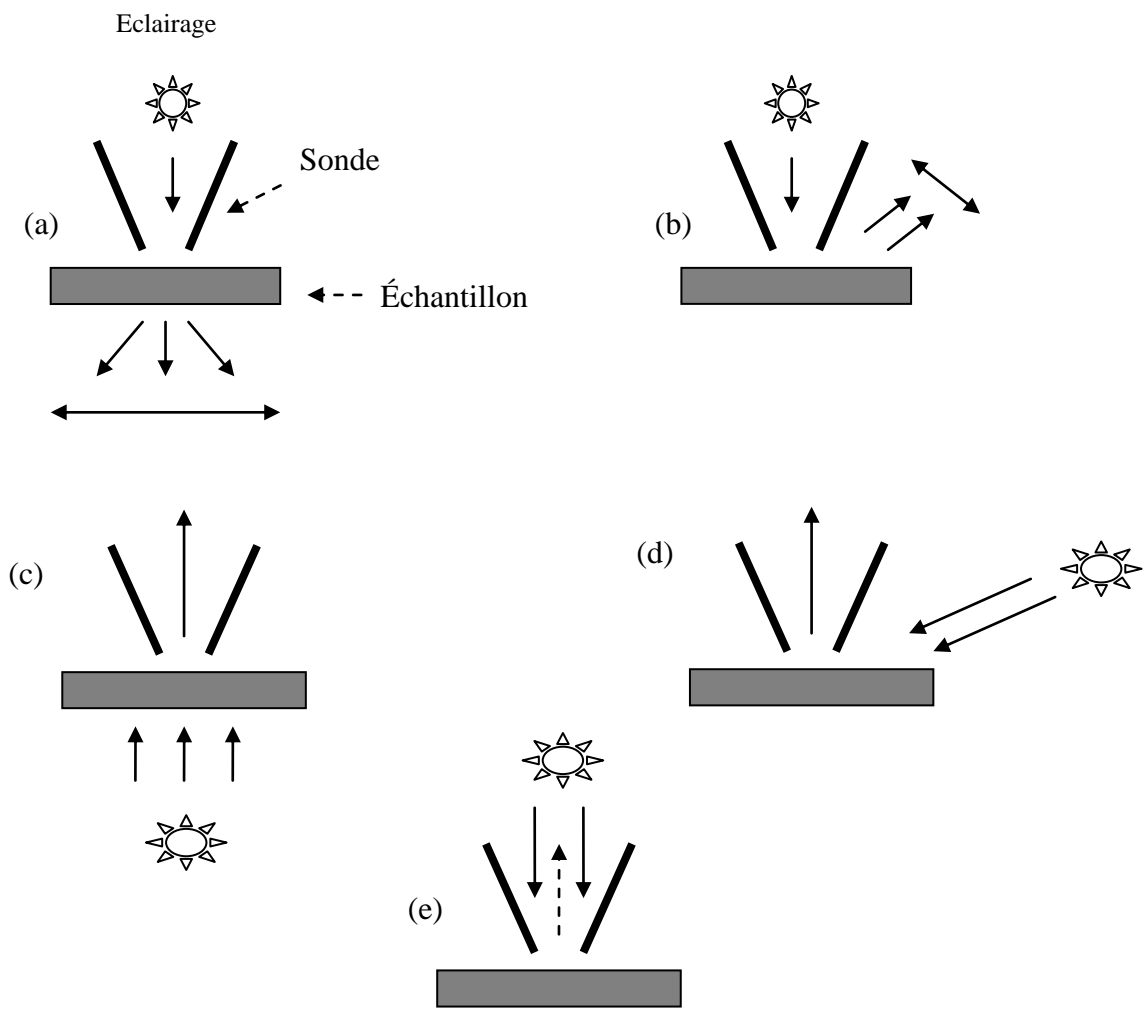
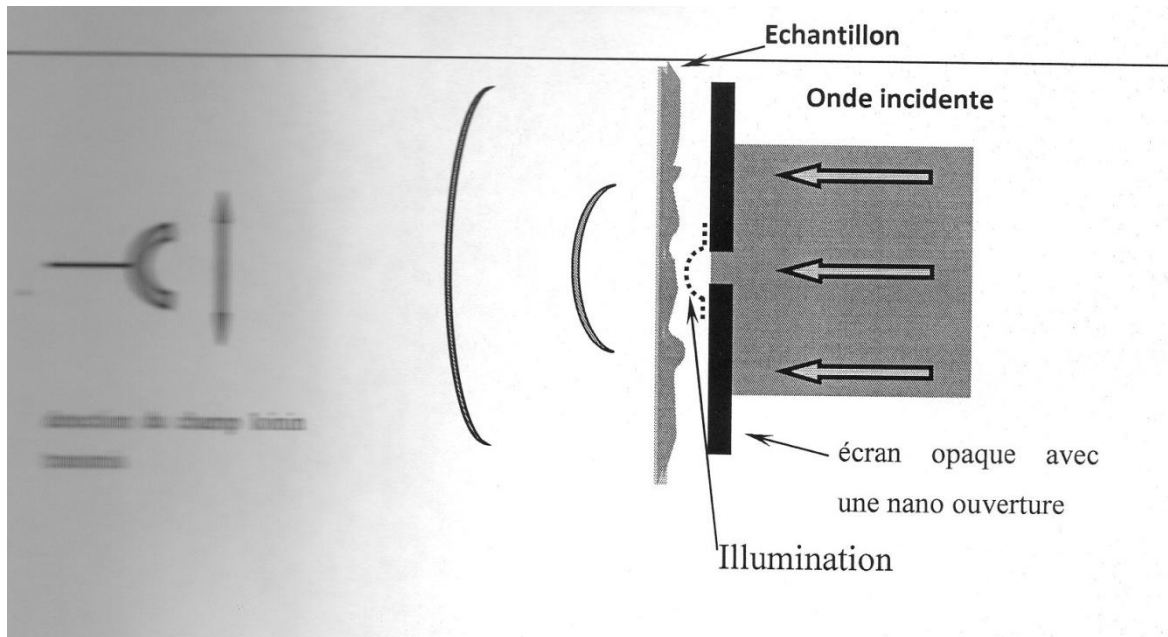


Figure.1-3 : Les différentes techniques des SNOM à sonde avec ouverture :
 (a) SNOM en mode illumination en transmission. (b) SNOM en mode illumination en réflexion. (c) SNOM en mode collection en transmission. (d) SNOM en mode collection en réflexion. (e) SNOM en mode epride

1.5.1 SNOM en mode illumination :

Le principe des premiers microscopes optique en champ proche rejoint la suggestion que fit E.H Synge en 1928[11], qui propose d'utiliser une petite ouverture de diamètre nanométrique dans un écran métallique éclairé et place à quelque nanomètre de la surface de l'échantillon. De cette façon, le champ transmis au travers de l'échantillon est délecté au loin et contient des informations sur le coefficient de transmission optique de l'échantillon avec une résolution submicronique (voir fig. 1-4). Dans ce principe, deux paramètres sont importants : le diamètre de l'ouverture et la distance entre l'écran et l'échantillon, ce sont eux qui déterminent la résolution. Le rôle de l'écran métallique est de confiner la lumière en une tache de diamètre démontrèrent qu'une résolution de, $d=20$ était possible avec une pointe de peu près égal à celui de l'ouverture, qui joue le rôle d'une nano-source optique qui éclaire localement l'échantillon. Si la distance objet-écran dépasse quelques centaines de nanomètres, la diffraction joue son rôle de filtre passe-bas, et l'échantillon voit une source lumineuse de taille supérieure au micron. Il faut donc approcher l'échantillon et le placer dans le champ proche de l'ouverture, cette dernière diffractant essentiellement la lumière sous forme d'ondes évanescentes du fait de sa taille nanométrique. En 1984, Pohl et al et Durig et al quartz recouverte d'aluminium [12 ,13]. Une petite ouverture pouvait être formée au bout de la pointe par contact avec l'échantillon. La lumière couplée dans la partie supérieure de la pointe s'échappait alors par l'ouverture, qui déplacée à quelques nanomètres de la surface jouait le rôle de nano source.



*Figure. 1 -4 : schéma de principe proposé par Syngé du microscope
Optique en champ proche en champ proche dans la mode illumination
Avec une détection en transmission.*

1.5.2 SNOM en mode collection :

Dans ce type de configuration, on éclaire d'abord l'échantillon par une source de lumière placée en champ lointain (éclairage par des ondes radiatives). Ceci va donner naissance, à cause de la rugosité de la surface de l'échantillon étudié, à un champ diffracté (en réflexion ou en transmission) composée des ondes radiatives et des ondes évanescentes [14, 15,16]. Une sonde d'extrémité sub-longueur d'onde (généralement une fibre optique amincie) est placée dans le champ proche de l'échantillon étudié pour détecter les ondes évanescentes et les ondes radiatives ainsi créées. Cette sonde peut être métallisée ou non. En outre, pour ce type de SNOM, l'éclairage peut se faire soit au travers de l'échantillon (SNOM en mode collection en transmission, Fig.3 -c) soit en réflexion (SNOM en mode collection en réflexion, Fig.3 -d).

Par ailleurs, parmi l'ensemble des microscopes optique en mode collection, on en trouve un qui est à la fois particulier et à la fois intéressant de

par son utilisation, c'est le microscope à effet tunnel photonique (PSTM, Photon Scanning Tunneling Microscopy). Il constitue un exemple d'application parfait pour la méthode différentielle que nous allons présenter dans le chapitre II. Mais bien avant ceci, nous allons donner dans le paragraphe suivant un bref aperçu de la technique PSTM.

1.5.3 Microscopie a pointes sans ouvertures :

D'autres techniques ont été développées au milieu des années 90, elles consistent à éclairer un échantillon en champ lointain et placer dans son proche environnement un diffuseur de taille sub-longueur d'onde (une sonde perturbatrice). Dans cette configuration, la sonde n'a ni le rôle de collecteur de lumière ni le rôle de source qui éclaire l'échantillon. Elle convertit une partie des ondes évanescentes en ondes propagatrices collectées à leur tour en champ lointain. La divergence de cette technique par rapport au PSTM ou au SNOM en collection est la non existence de couplage avec un mode guide dans la sonde détectrice. La sonde peut être du type métallique comme celle utilisée dans le montage STM, D'autres auteurs proposent de travailler avec des pointes diélectrique du type pointe AFM [17] .Des résultats satisfaisants ont été obtenus avec Rôle de la sonde dans la formation des images optiques 25cette technique notamment une résolution de l'ordre du nanomètre, mais la compréhension des mécanismes physiques lies μ a la détection du champ.

1.5.4 Microscopies à effet tunnel optique(PSTM) :

Ce microscope est une configuration particulière des SNOM en mode collection [18, 19, 20,21]. Il est constitué d'un prisme hémicylindrique sur lequel est déposé l'objet qu'on veut étudier (dans notre cas c'est un réseau diélectrique) et d'une fibre optique amincie (sonde) qu'on utilise pour détecter le

champ diffusé par l'objet. Son principe de base consiste à éclairer le système prisme/objet avec un faisceau de lumière de telle sorte à avoir une réflexion totale interne sur l'interface prisme/air. Un système d'ondes évanescentes et d'ondes propagatives est alors créé autour de l'objet étudié. Lorsque nous balayons la sonde devant la surface de l'objet étudié à une distance d'une centaine de nanomètres environ, la lumière diffusée, en particulier les ondes évanescentes, passe dans la sonde par effet tunnel optique de la même façon qu'en microscopie électronique STM où les électrons passent de l'objet étudié à la pointe métallique par effet tunnel électronique [21,22, 23]. Ainsi, nous obtenons avec le PSTM une image représentant une réelle cartographie du champ électromagnétique diffracté autour de l'objet. Pour réguler la position de la sonde devant l'objet, nous utilisons la décroissance exponentielle de l'amplitude du champ évanescent lorsqu'on s'éloigne de la surface de l'objet [21].

Le PSTM fonctionne le plus souvent dans le mode appelé « mode à intensité constante » [21,24] dans ce cas, l'image restitue les déplacements de la sonde normaux à la surface et qui maintiennent l'intensité du champ évanescent constante au cours du balayage, Fig.6

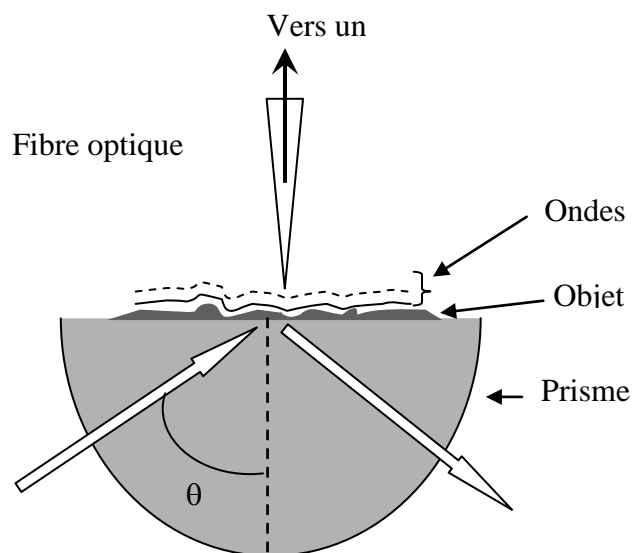


Figure1- 5 : Principe de base du PSTM

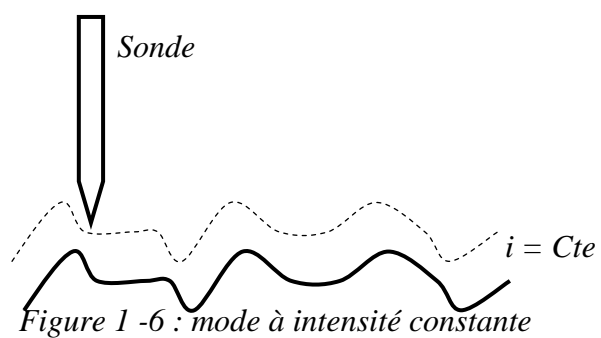


Figure 1 -6 : mode à intensité constante

Par ailleurs, il est important de dire que l'élément essentiel et décisif dans la formation d'une image PSTM est bien la sonde. A cause de la taille sub-longueur d'onde de son extrémité, la sonde perturbe le champ électromagnétique diffracté autour de l'objet au lieu de le détecter fidèlement. Par conséquent, le signal capté par la sonde (l'image PSTM) ne reflète pas les propriétés optiques de l'objet seul mais il est lié à l'interaction sonde-objet. Afin de comprendre les mécanismes régissant la formation des images PSTM, différents modèles théoriques du PSTM ont été développés au cours des quinze dernières années. Dans ce travail de Master, nous allons commencer par comprendre par un modèle simple d'ordre zéro où la sonde n'est pas prise en considération. Autrement dit, le système d'onde propagatifs et évanescent n'est perturbé par la présence d'aucun élément. Dans ce contexte, nous nous sommes proposé de considérer comme objet un réseau diélectrique déposé sur un prisme (plutôt gravé). Nous éclairons donc le prisme/objet en transmission et nous récoltons un champ diffracté, composé de champ propagatifs et un autre évanescent. Nous regardons par la suite la répartition de ce champ (intensité) au-dessus de l'objet. C'est ainsi que nous construisons une image simulée du champ diffracté non perturbé par la présence de la sonde.

1.6 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons survolé les notions fondamentales sur lesquelles le champ proche optique est fondé ainsi que la problématique que nous voulions traiter dans ce travail de Master.

Nous avons montré que le champ proche optique est fondamentalement basé sur l'exploitation des ondes évanescentes présentes au voisinage de l'objet étudié. Nous avons également présenté différentes configurations possibles pour pouvoir prendre en considération les ondes en question ce qui nous a permis de faire une classification des microscopes optiques à champ proche en plusieurs familles de microscopes.

Parmi l'ensemble de ces configurations, nous nous sommes intéressés au cas du PSTM et nous nous sommes fixés comme objectif une modélisation d'ordre zéro de cet instrument. Pour cela, nous avons choisi un objet bien particulier, il s'agit d'un réseau composé de pavé diélectrique et de taille sub-longueur d'onde.

Chapitre 2
Plasmons des
Surfaces

Chapitre 2 : Les plasmons de surface

2.1 Introduction :

La découverte des plasmons de surface remonte au début du siècle dernier avec les travaux de R.W. Wood qui observe, en 1902, des anomalies (bandes sombres) dans le spectre de réflectivité d'un réseau de diffraction [25]. Les outils théoriques de l'époque ne lui permettent toute fois par d'expliquer ces anomalies. Quarante ans plus tard, U.Fano propose une explication du phénomène avec une théorie vectorielle de la diffraction, il parle alors d'ondes de surface se propageant le long de réseaux métalliques [26].

La notion de plasmon de surface est introduite en 1957 par Ritchie [27] qui décrit la possibilité de guider la lumière à l'interface entre un métal et un milieu diélectrique. En 1965, pour décrire les anomalies de Wood, A. Hessel et A. Oliner abordent la notion de résonance et d'amplification du champ issue du couplage entre l'onde incidente et les modes propres supportés par un réseau de diffraction.

L'année 1968 est marquée par l'apparition d'une nouvelle technique d'excitation des plasmons : le couplage par réflexion totale interne. La possibilité d'exciter des ondes de surface est alors mise en évidence à travers deux configurations expérimentales assez proches développées respectivement par A. Otto [28] et le duo E. Kretschman et H. Raether [29]. Ce type de couplage permet d'aboutir à des dispositifs expérimentaux plus simples et élargit le champ des applications liées aux plasmons de surface.

2.2 Plasmons de volume :

Le comportement des électrons de conduction dans un métal a depuis longtemps été étudié en prenant comme modèle celui d'un **plasma**. Ce dernier terme désigne un ensemble de particules neutres et de particules chargées satisfaisant à certaines conditions [30]. Initialement de tels systèmes ont été

obtenus par l'ionisation d'un gaz conduisant aux études de décharges dans les gaz. On a pu constater la présence de tels ensembles contenant des particules à l'état libre dans divers domaines et en particulier dans les solide, Ainsi, de nombreuses propriétés électroniques fondamentales de l'état solide, telles que la conductivité, la fonction diélectrique, la masse effective de l'électron et d'autres paramètres, ont pu être expliquées en étudiant le mouvement du plasma électronique dans un réseau périodique d'atomes.

Dans les plasmas peu denses, il existe des interactions à courte distance entre une particule neutre et une autre particule chargée pour lesquelles le modèle binaire sera satisfaisant. Mais entre les particules chargées, les forces d'interaction essentiellement coulombiennes, ont une très longue portée et il est alors impossible de décrire les interactions comme des chocs binaires : l'effet sur la trajectoire d'une particule sera cumulatif, toutes les autres charges interviennent en créant des champs moyens dans lesquels la particule considérée évolue. L'ensemble des particules évolue donc d'une manière collective dans un mouvement cohérent impliquant un grand nombre d'électrons par rapport aux ions du réseau. Ce phénomène qui est appelé excitation collective du gaz d'électrons dans un solide, conduit à des petites fluctuations de la densité autour de la densité de volume normale n . Le quanta d'énergie de ces oscillations de plasma de volume sont appelé **plasmons de volume**. Les fluctuations Δn de la

Densité n sont décrites par les ondes longitudinales planes dont l'amplitude maximale Δn_{\max} est :

$$\Delta n_{(x,t)} = n_{(x,t)} - n = \Delta n_{\max} \exp[i(\omega t - kx)] \quad (2.1)$$

Où ω représente la fréquence et $k = 2\pi/\lambda$ le vecteur d'onde. Pour décrire ce phénomène, plusieurs approches théoriques ont été développées. Nous allons résumer dans ce qui suit d'une façon exhaustive les plus importantes.

2.3 Plasmons de surface :

Nous avons précédemment considéré que le gaz d'électrons était de dimensions infinies. Si l'on astreint le plasma à n'occuper qu'un demi-espace, l'autre partie étant occupée par un diélectrique de constante ϵ_0 , on montre que [31] les électrons peuvent acquérir un caractère transverse à la surface de séparation. Déjà en 1957 R.H.Ritchie [32] notait que dans le cas d'un plasma semi-infini, outre les oscillations collectives d'électrons à l'interface entre le plasma et la vide. Elles furent détectées par la suite et avec certitude, par J.C.Powell et al, en analysant les spectres de porte d'énergie d'électrons rapides réfléchis sur des cibles d'Aluminium et de magnésium. L'excitation des plasmons de surface non radiatifs peut s'effectuer par l'intermédiaire d'électrons mais aussi par des photons moyennant différentes techniques : excitations par prisme (configuration de Kretschmann), excitation par des rugosités de surface et excitation par des réseaux. Il existe par conséquent des conditions d'existence particulière de ces modes de plasma de surface qui ont fait l'objet de nombreuses publications [32,33]. Nous rappellerons simplement dans ce qui suit les résultats essentiels dans la perspective des applications théoriques et pratiques traitées dans les chapitres qui suivent.

2.3.1 Plasmons de surface localisé :

Une autre classe de plasmons de surface existe donc sur des particules métalliques de tailles nanométriques : les plasmons de surface localisés. Les caractéristiques de ces plasmons diffèrent des plasmons de surface délocalisés par différentes propriétés. La taille, la forme, la nature du métal sont autant de paramètres qui définissent une résonance particulière. Le champ électromagnétique associé aux plasmons de surface localisés est un nombre discret de modes propres dû à ces résonances localisées pour une géométrie donnée. Ces plasmons de surface sont radiatifs et nous pouvons les coupler directement à la lumière. Ces plasmons présentent un fort confinement du

champ électromagnétique au voisinage de ces particules et ils ne se propagent que sur des distances nanométriques.

Les plasmons de surface localisés, qu'on trouve dans des surfaces rugueuses [34], des nanostructures lithographiées [35], et également dans des agrégats de nanoparticules [36], permettent d'amplifier les champs locaux ainsi que les réponses optiques des molécules à l'interface avec le métal.

2.3.2 Plasmons de surface délocalisé :

Une autre classe de plasmons de surface existe donc à l'interface des films métalliques lisses. Ils sont «non radiatifs» car ils ne peuvent se coupler spontanément avec une onde électromagnétique. Il est alors nécessaire d'utiliser un coupler pour générer une onde évanescente et ainsi venir les exciter.

2.4 Excitation des plasmons polarisons de surface :

Le terme 'polariton' a été introduit à l'origine pour désigner des 'particules de champ de polarisation analogues aux photons', tels que les phonons, les plasmons, les magnons et les excitons [37]. Ce terme a évolué depuis pour représenter une quasi-particule hybride qui résulte du couplage entre un photon et une excitation élémentaire (plasmon, photon, exciton, ou magnons) [38]. On parle alors fréquemment d'excitation de polaritons de surface ou de plasmons polariton de surface (PPS). Ces derniers sont à l'origine d'ondes évanescentes dites ondes de plasma de surface (OPSs) qui ont été prédites dans un premier temps [39] dans les par des surface métallique. Elles furent observées effectivement par la suite expérimentalement, dans les spectres EELS des deux éléments Al et Mg [40]. Contrairement à ces excitations électroniques, les excitations photoniques des OPSs ne peuvent se faire directement sur l'interface métal/ air, elles ont été observées en 1968 grâce aux travaux d'Otto et de Kreshmann. Cette technique d'excitation des OPSs est souvent utilisée pour augmenter l'émission photoélectrique et améliorer ainsi l'efficacité quantique des photocathodes [41], ce qui constitue en soi une technique

supplémentaire de détection des OPSs. Dans ce paragraphe il ne sera fait état que des excitations photoniques des OPSs qui peuvent être réalisées de deux manières différentes : soit par la méthode ATR (Attenuated Total Réflexion) soit par rugosités.

2.4.1 Couplage des plasmons non radiatifs avec la lumière :

2.4.1.1 Condition de couplage :

La relation de dispersion relative à une interface métal/diélectrique peut s'écrire sous la forme :

$$\left(\frac{\omega}{ck_x}\right)^2 = \frac{1}{\varepsilon_m} + \frac{1}{\varepsilon_d} \quad (2.2)$$

Où ε_m est la fonction diélectrique du métal et ε_d est celle du diélectrique.

En admettant pour le milieu métallique, l'approximation d'un plasma d'électrons libres, la branche des plasmons de surface de la relation de dispersion, a pour valeur asymptotique quand $k_x \rightarrow \infty$ ($\varepsilon_m \rightarrow \varepsilon_d$) l'expression :

$$\omega_s = \omega_p / \sqrt{1 + \varepsilon_d} \quad (2.3)$$

Cette fréquence est d'autant plus basse que le milieu extérieur possède une fonction diélectrique élevée comme le montre la figure. Pour les faibles valeurs de k_x ($k_x \rightarrow 0$).

.4.2 Couplage par prisme (Méthode ATR) :

La réflexion totale atténuée(ou ATR pour *Attenuated total reflection*) est aujourd'hui la méthode la plus employée pour exciter les plasmons de surface. Sa mise en œuvre expérimentale remonte à 1968 ; cette même année A. Otto puis E.Kretschmann et H.Raether réalisent les premiers coupleurs ATR. Figure.2.1.

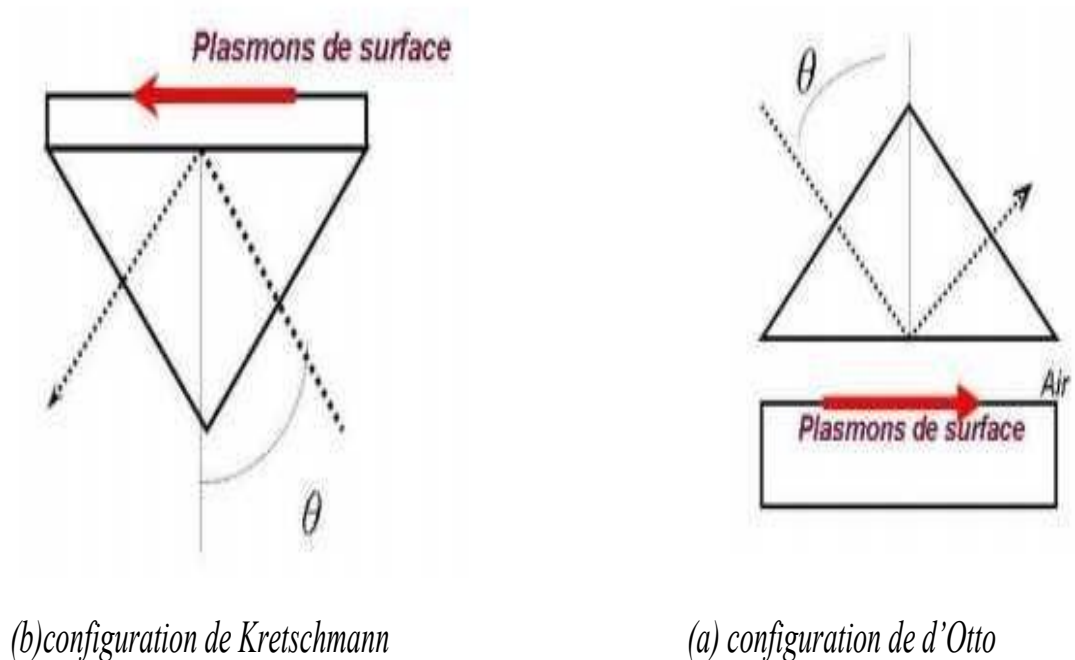


Figure2-1 : Représentation des configurations(a) de d'Otto, (b) de kretschmann-Raether

Dans les deux configurations, la composante tangentielle k_x de l'onde incidente est augmentée par son passage dans le prisme, de constante diélectrique ϵ_p , et on a :

$$k_x = \sqrt{\epsilon_p} \frac{\omega}{c} \sin \theta \quad (2.4)$$

C'est l'onde évanescente, présente lors d'une réflexion totale interne de l'onde incidente dans le prisme, qui permet d'exciter les plasmons de surface. Cette onde possède alors un vecteur d'onde avec une composante tangentielle. La condition de couplage s'écrit alors :

$$k_x = \sqrt{\varepsilon_p} \frac{\omega}{c} \sin \theta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_m \varepsilon_i}{\varepsilon_m + \varepsilon_i}\right)} \quad (2.5)$$

Ce couplage est représenté sur la figure 2.2. Dans les deux configurations précédentes, le principe est de coupler la lumière incidente avec les plasmons de surface. Rappelons que ces plasmons sont des oscillations quantifiées et collectives d'électrons libres à l'interface d'un métal et d'un diélectrique. Ce couplage peut être provoqué par réflexion totale d'une onde optique injectée sur l'interface opposée. L'onde évanescente pénétrant la couche métallique permet d'exciter un plasmons de surface à l'interface métal/diélectrique extérieur.

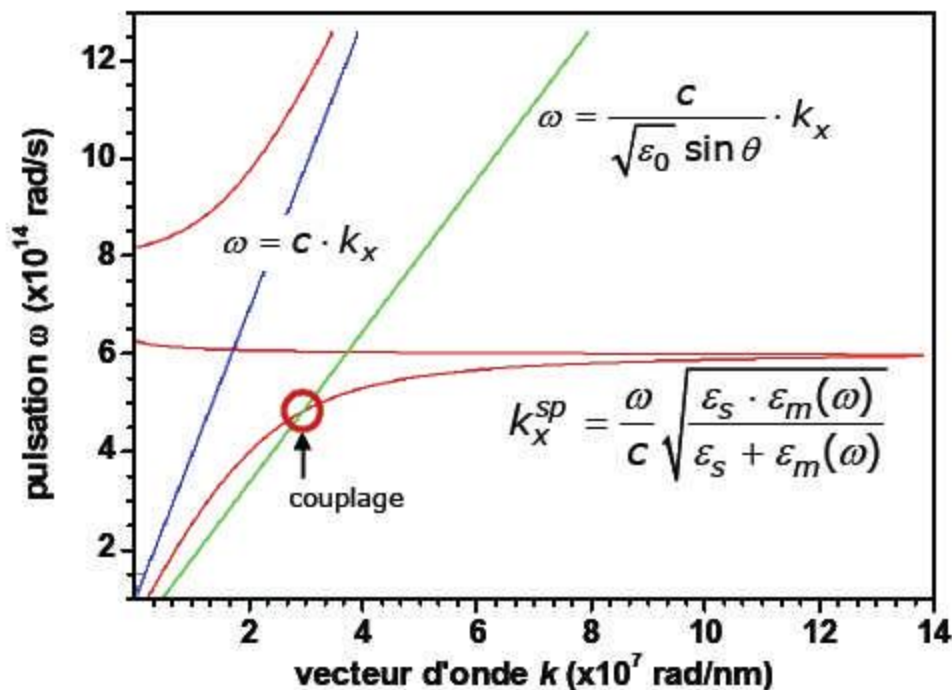
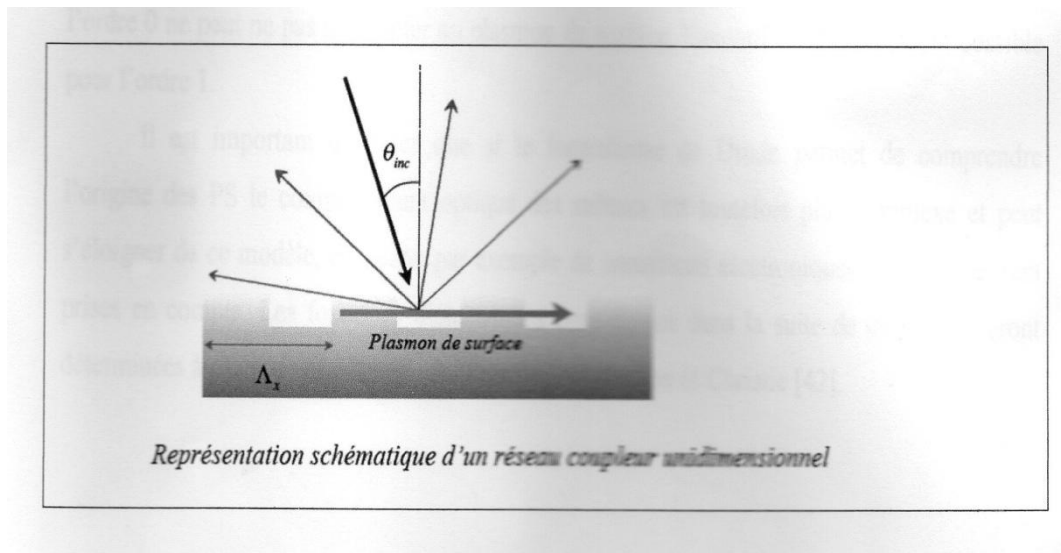


Figure 2.2 : Relation de dispersion des plasmons de surface pour un système Prisme/métal

2.4.3 Couplage par un réseau :

Le deuxième type de coupleurs plasmoniques se fonde sur l'utilisation d'un réseau de diffraction. Si l'interface métal-diélectrique présente un profil de déformation périodique (de pas noté Λ) on assiste à un phénomène de diffraction de l'onde incidente selon différents ordres.

Chaque ordre possède alors la constante de propagation de l'onde incidente « augmentée » d'un multiple du nombre d'onde du réseau : $2\pi/\Lambda$. Soit k_x^p la composante tangentielle de la constante de propagation de l'ordre p , on a alors :



$$k_x^p = k_x^{inx} + p \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{\omega}{c} \sin \theta + p \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.6)$$

Où p un entier relatif.

Graphiquement on peut représenter les différents ordres en décalant horizontalement la ligne de lumière de multiples de $2\pi/\Lambda$. Le couplage plasmoniques devient alors possible pour certains ordres de diffraction.

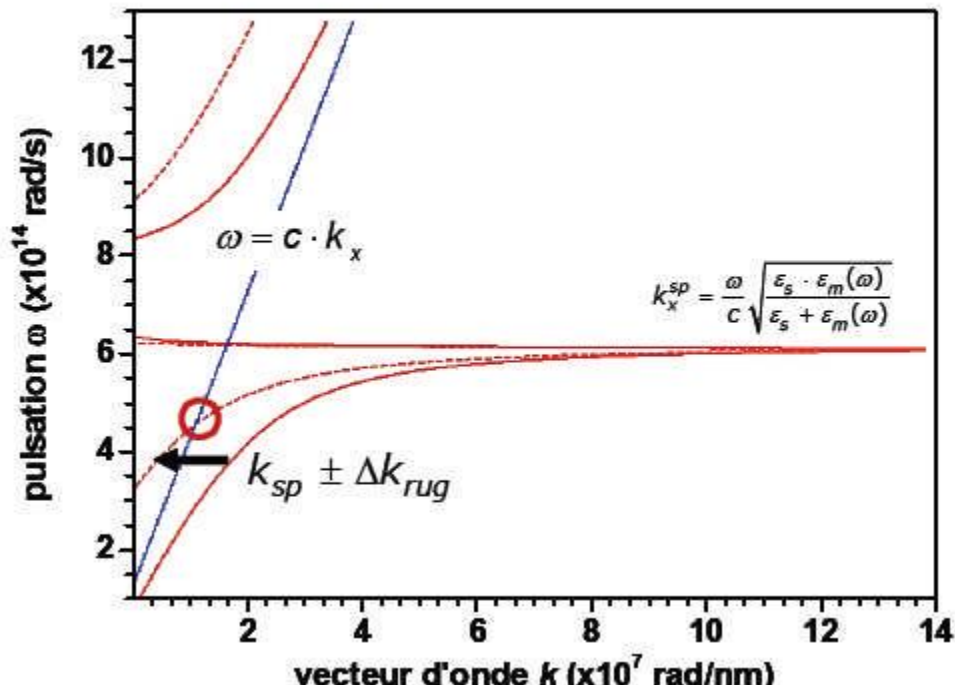


Figure 2.3 : Relation de dispersion des plasmons de surface pour un système prisme/métal/réseau.

On voit sur la figure.2.3 que, dans le cas limite d'une incidence rasant ($\sin \theta = 1$), si l'ordre 0 ne peut pas se coupler au plasmons de surface, l'accord de phase devient possible pour l'ordre 1.

Il est important de noter que si le formalisme de Drude permet de comprendre l'origine des PS le comportement optique des métaux est toutefois plus complexe et peut s'éloigner de ce modèle, en raison par exemple de transitions électroniques inter-bandes non prises en compte. Les fonctions diélectriques considérées dans la suite de ce travail seront déterminées à partir de mesures expérimentales de Johnson et Christie [42].

2.5 Conclusion :

Les plasmons d'une façon générale, qu'ils soient de volume ou de surface peuvent sous certaines conditions se coupler avec la lumière. Les plasmons localisés sont générés au voisinage de particules de taille nanométrique constituant la surface rugueuse d'un métal. Ils peuvent couples directement avec la lumière. La propriété importante des plasmons localisés est le confinement, responsable de l'exaltation du champ électromagnétique.

Les plasmons délocalisés, sont générés à l'interface des films métallique lisses. Ils ne peuvent se coupler spontanément avec une onde électromagnétique. Et pour générer en utilisant la méthode ATR ou par l'intermédiaire d'un réseau. Le principe consiste à faire en sorte que le vecteur d'onde du photon incident satisfasse la relation de dispersion du plasmons.

Chapitre 3
La méthode
différentielle

Chapitre 3 : La méthode différentielle

3.1 Introduction :

Parmi les méthodes qui permettent de calculer l'intensité de la lumière diffractée par un objet, on note :

- des méthodes microscopiques comme la théorie de la diffusion s'appuyant sur la théorie des fonctions de Green. Elles sont utilisées avec succès dans la modélisation de différents phénomènes d'optique champ proche [43].

- des méthodes macroscopiques s'appuyant sur les équations de Maxwell et les différentes conditions aux limites aux interfaces. Comme en optique classique, le but de ces méthodes est de modéliser la réponse de la matière (décrite par la fonction diélectrique $\varepsilon(r, \omega)$) soumise à une excitation extérieure (un champ électrique par exemple). Il existe différentes variantes de ces méthodes macroscopiques mais toutes reviennent à développer en série de Fourier les champs électromagnétiques intervenant dans le problème ainsi que la fonction diélectrique. Parmi ces techniques, nous nous sommes principalement focalisés sur la méthode différentielle. Le principe de cette technique consiste à établir les équations de propagation du champ électromagnétique dans les différentes régions et de calculer les amplitudes de ses composantes. Dans le cas d'un réseau périodique de période "d", le champ électromagnétique, à une fonction exponentielle multiplicative près, ainsi que la fonction diélectrique sont périodiques. Ceci nous permet de développer les champs existants sur une base formée de fonctions exponentielles (série de Fourier) et de réécrire les équations de propagation suivant chaque mode de propagation correspondant aux vecteurs de base. Cette projection nous ramène à un système d'équations différentielles couplées, ne pouvant être résolu que numériquement.

La méthode différentielle doit vérifier certains critères imposés par le phénomène physique étudié. Dans notre cas, champ proche, nous avons porté notre attention sur quatre points importants

- le théorème de réciprocité

Lorsqu'un rayon lumineux tombe sur une surface rugueuse, il donne naissance à des ondes propagatives et des ondes évanescentes réfléchies et transmises. Le théorème de réciprocité consiste à recomposer le rayon lumineux incident à partir du système d'ondes propagatives et du système d'ondes anti propagatives réfléchies et transmises.

- la conservation de l'énergie sur les ordres propagatifs

Ce point est une condition nécessaire mais pas suffisante. En champ proche, il existe deux modes : propagatifs et anti-propagatifs. Si la somme des efficacités transmises (énergie totale transmise/énergie incidente) associées aux ordres propagatifs diverge, la distribution du champ électromagnétique en champ proche diverge aussi.

- la stabilité des résultats en fonction du nombre de modes dans la décomposition de Fourier

Cette condition doit être envisagée une fois que le second critère cité ci-dessus est vérifié. Elle consiste à avoir une stabilité de l'énergie totale véhiculée par l'ensemble des modes (propagatifs et antipropagatifs) de la décomposition de Fourier.

- la stabilité des résultats en fonction du nombre de pas d'intégration dans la zone modulée

La résolution de l'équation de propagation dans la zone modulée se fait numériquement en intégrant le système différentiel par une technique type Runge-Kutta d'ordre 4. Nous devons donc choisir un nombre de pas d'intégration optimum qui permet une erreur minimale.

Enfin, il est possible de comparer les résultats obtenus par la méthode différentielle avec d'autres méthodes : la méthode intégrale, la méthode modale, "conformal mapping" [44,45].

Les limites d'application de cette méthode sont fortement dépendantes de quatre paramètres :

- du nombre d'ordres diffractés (le nombre de termes pris dans la série de Fourier). Ce point a une relation directe avec le théorème de réciprocité, celui-ci se vérifie plus aisément pour un nombre de termes plus petit.

- la profondeur "h" du réseau ou du défaut par rapport à la longueur d'onde.

- la période du réseau "d" par rapport à la longueur d'onde λ .

- la variation du module de l'indice de réfraction dans la zone modulée.

Malgré ces restrictions, la méthode différentielle trouve un champ d'application très vaste. En plus de son utilisation dans la description des réseaux unidimensionnels (1D).

Dans ce qui suit, nous allons donner en détail la méthode différentielle à 1D en polarisation S. puis les modifications à introduire pour le traitement du problème dans le cas de la polarisation P.

3.2 Modèle théorique de la méthode différentielle à 1 D :

Considérant un réseau diélectrique 1D supposé infini, de période "d", avec des traits orientés parallèlement à l'axe oy et la hauteur de la zone modulée est a.

Ce réseau sépare deux milieux homogènes I et II d'indices de réfraction n_1 et n_2 respectivement réels et constants.

Nous définissons la zone modulée comme étant la zone où l'indice de réfraction n n'est pas constant, dans ce cas, celle-ci se trouve dans l'intervalle [0 a]. Du fait de la périodicité géométrique du réseau, la fonction indice de réfraction est aussi périodique et s'écrit sous la forme (pour $0 < z < a$), figure 1.

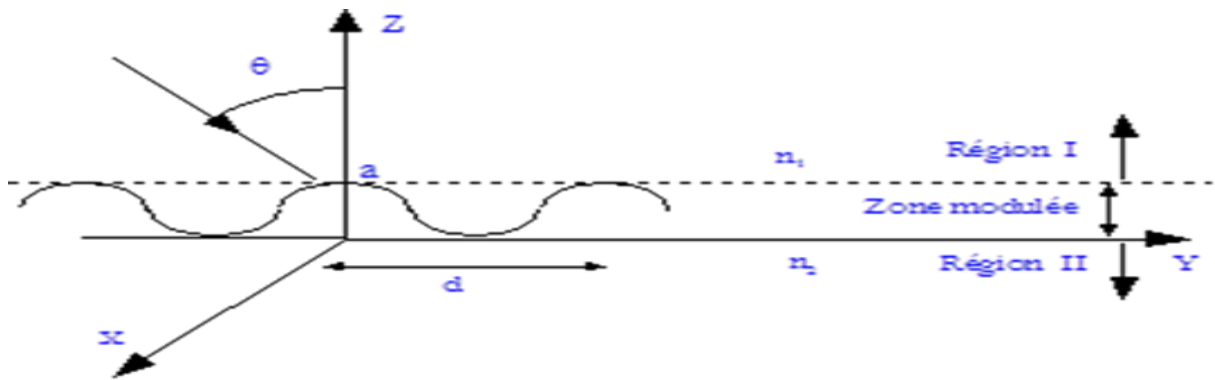


Figure 3,1 : modèle théorique de la méthode différentielle appliqué à un réseau unidimensionnel.

$$n(y, z) = \begin{cases} n_1 - \Delta n_1 & \text{si } y \in [0, d/4] \cup [3d/4, d] \\ n_1 + \Delta n_1 & \text{si } y \in [d/4, 3d/4] \end{cases} \quad (\text{III-1})$$

Les propriétés électromagnétiques du réseau sont contenues dans les fonctions scalaires susceptibilité magnétique $\mu(y, z)$ et permittivité diélectrique $\varepsilon(y, z)$. On suppose qu'en tout point de l'espace $\mu(y, z) = \mu_0$. Soit une onde plane monochromatique, de fréquence angulaire ω et de vecteur d'onde \vec{K}_1 défini dans le plan (oy, oz) avec pour composantes α, β et γ définies comme suit :

$$\begin{cases} \alpha = 0 & (\text{III-2}) \\ \beta = K_1 \sin \theta & (\text{III-3}) \\ -\gamma = K_1 \cos \theta & (\text{III-4}) \end{cases}$$

$$\|\vec{K}_1\| = K_1 = \frac{\omega}{c} n_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \quad (\text{III-5})$$

En régime stationnaire, le champ électromagnétique varie selon la forme :

$$\exp j(\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t) \quad (\text{III-6})$$

3.3 Réseau éclairé par une onde polarisée en mode TM :

Dans ce cas de polarisation, le champ magnétique est perpendiculaire au plan d'incidence, par contre le champ électrique est parallèle à ce plan, donc l'induction magnétique a seulement une composante suivant l'axe ox.

$$\vec{H} = H_x \cdot \vec{e}_x \quad (\text{III-7})$$

Pour des raisons de continuités, l'équation de propagation habituelle (III-8) n'est plus valide.

$$\Delta H_x + a(y, z) H_x = 0 \quad (\text{III-8})$$

Partant toujours des équations de Maxwell, nous établirons une autre forme de l'équation de propagation qui soit valable aussi bien au sens de distributions qu'au sens des fonctions, soit [46] :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{a(y, z)} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{a(y, z)} \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) + H_x = 0 \quad (\text{III-9})$$

3.3.1 Résolution de l'équation de propagation dans les milieux extrêmes :

Dans ces régions, la fonction $a(y, z)$ est constante. L'équation de propagation est une équation d'Helmholtz. Les solutions sont données, comme pour le mode T.E. par les développements de Rayleigh :

$z > a$:

$$H_x(y, z) = \sum_{-\infty}^{+\infty} \left\{ A_n^{(1)} \exp(-j \chi_{1,n} z) + B_n^{(1)} \exp(+j \chi_{1,n} z) \right\} \cdot \exp(j \beta_n y) \quad (\text{III-10})$$

$z < 0$:

$$H_x(y, z) = \sum_{-\infty}^{+\infty} A_n^2 \exp(-j \chi_{2,n} z) \cdot \exp(j \beta_n y) \quad (\text{III-11})$$

Où les coefficients $A_n^{(1)}$, $B_n^{(1)}$ et A_n^2 sont les amplitudes des champs incident, réfléchi et transmis respectivement.

3.3.2 Résolution de l'équation de propagation dans la zone modulée :

De la même manière qu'en mode T.E., on transforme l'équation de propagation (III-9) en un système de deux équations différentielles d'ordre 1. Pour cela, on pose :

$$\tilde{E} = \frac{1}{a(y, z)} \frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{E_y}{j\omega \mu_0} \quad (\text{III-12})$$

L'équation (III-9) devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial z} = a(y, z) \tilde{E} & (\text{III-12-a}) \\ \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{a(y, z)} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) - H_x & (\text{III-13}) \end{cases}$$

En supposant que les champs sont suffisamment décrits par $(2N+1)$ termes de leurs séries de Fourier, les équations (III-12-a) et (III-13) deviennent :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_n}{\partial z} = \sum_m \gamma_{n-m}(z) \tilde{E}_m(z) & (\text{III-12-b}) \\ \frac{\partial \tilde{E}_n}{\partial z} = \beta_n \sum_m \beta_m a_{n-m}(z) H_m(z) - H_n(z) & (\text{III-13-a}) \end{cases}$$

Où les $\gamma_n(z)$, $\tilde{E}_n(z)$, $H_n(z)$ et $a_n(z)$ sont les coefficients de Fourier des fonctions : $a(y, z)$, \tilde{E} , H_x et $1/a(y, z)$ respectivement. Le système (III-12-b) et (III-13-a) se résume en une équation matricielle de type :

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} H_n(z) \\ \tilde{E}_n(z) \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & \sum_m \gamma_{n-m}(z) \\ \beta_n \sum_m \beta_m a_{n-m}(z) H_m(z) - 1 & 0 \end{pmatrix}}_V \begin{pmatrix} H_n(z) \\ \tilde{E}_n(z) \end{pmatrix}$$

où la matrice V est de dimension $4(2N+1)^2$.

La solution du système d'équations différentielles (III-12-b) et (III-13-a) se fait numériquement par la méthode de Runge-Kutta d'ordre quatre. L'intégration ne peut se faire que si les conditions initiales en $z = 0$ sont connues, pour pouvoir obtenir les valeurs du champ en $z = a$. Ces inconnues sont déduites des conditions de continuités en $z = 0$, soit:

$$H_n(0) = A_n^{(2)} \quad (\text{III-14})$$

$$\tilde{E}_n(0) = \frac{-j\chi_{2,n}}{n_2^2 \omega^2 / c^2} A_n^{(2)} \quad (\text{III-15})$$

Nous remarquons que les conditions initiales $H_n(0)$ et $\tilde{E}_n(0)$ dépendent des coefficients $A_n^{(2)}$ qui sont inconnus, et donc, l'intégration ne peut se faire. Pour cette raison nous devons suivre les mêmes étapes qu'on a suivi en mode TE, donc nous introduisons les vecteurs colonnes $\psi_A^{(1)}$, $\psi_B^{(1)}$ et $\psi_A^{(2)}$ définis à partir des éléments $A_n^{(1)}$, $B_n^{(1)}$ et $A_n^{(2)}$ respectivement et les relations qui existent entre eux, par l'intermédiaire des matrices M_A et M_B définies auparavant. En utilisant cette propriété, nous pouvons résoudre notre problème en proposant $(2N+1)$ vecteurs $A_n^{(2)}$ linéairement indépendants et nous aurons par la suite les valeurs du champ en $z = a$. A ce niveau, les matrices M_A et M_B ne sont pas encore calculées. Ces dernières sont déduites des conditions de continuité en $z = a$, soit :

$$H_x(a) = A_n^{(1)} \exp(-j\chi_{1,n}a) + B_n^{(1)} \exp(+j\chi_{1,n}a) \quad (\text{III-16})$$

$$\tilde{E}_n(a) = -\frac{j\chi_{1,n}}{n_1^2 \omega^2 / c^2} A_n^{(1)} \exp(-j\chi_{1,n}a) + \frac{j\chi_{1,n}}{n_1^2 \omega^2 / c^2} B_n^{(1)} \exp(+j\chi_{1,n}a) \quad (\text{III-17})$$

En inversant ces deux dernières relations, on trouve :

$$[B_n^{(1)}] = \frac{1}{2} \left\{ [H_n(a)] - j \frac{n_1^2 \omega^2 / c^2}{\chi_{1,n}} [\tilde{E}_n(a)] \right\} \exp(-j\chi_{1,n}a) \quad (\text{III-18})$$

$$[A_n^{(1)}] = \frac{1}{2} \left\{ [H_n(a)] + j \frac{n_1^2 \omega^2 / c^2}{\chi_{1,n}} [\tilde{E}_n(a)] \right\} \exp(+j\chi_{1,n}a) \quad (\text{III-19})$$

La juxtaposition des images $[A_n^{(1)}]$ et $[B_n^{(1)}]$ de vecteurs de base $A_n^{(2)}$ donne les matrices M_A et M_B respectivement, et par suite, on peut calculer les matrices R et T. A partir des relations $\psi_A^{(2)} = [T] \psi_A^{inci}$ et $\psi_B^{(1)} = [R] \psi_A^{inci}$ on calcule les champs électrique réfléchi et transmis.

3.4 Introduction des matrices de transmission et réflexion :

On suppose que le réseau est éclairé par des ondes provenant de la région 1, la condition d'ondes sortantes dans la région 2 s'écrit $B_n^{(2)}=0$ On construit alors les vecteurs colonnes $\psi_A^{(1)}$, $\psi_B^{(1)}$ et $\psi_A^{(2)}$ respectivement à partir des éléments $A_n^{(1)}$, $B_n^{(1)}$ et $A_n^{(2)}$

$$\psi_A^{(1)} = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ A_n^{(1)} \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix}, \quad \psi_B^{(1)} = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ B_n^{(1)} \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \psi_A^{(2)} = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ A_n^{(2)} \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix}.$$

La linéarité du problème de diffraction (linéarité des équations de Maxwell et les relations de continuité [47]) implique l'existence de matrices carrées notées M_A , M_B et R telle que :

$$\psi_A^{(1)} = M_A \psi_A^{(2)} \Rightarrow \psi_A^{(2)} = M_A^{-1} \psi_A^{(1)} \quad (\text{III-20})$$

$$\psi_B^{(1)} = M_B \psi_A^{(2)} \Rightarrow \psi_B^{(1)} = M_B M_A^{-1} \psi_A^{(1)} \quad (\text{III-21})$$

$$\psi_B^{(1)} = R \psi_A^{(1)} \Rightarrow R = M_B M_A^{-1} \quad (\text{III-22})$$

De plus si on pose :

$$\psi_A^{(2)} = T \psi_A^{(1)} \quad (\text{III-23})$$

Les relations (III-20) et (III-23) permettent d'écrire :

$$T = M_A^{-1} \quad (\text{III-24})$$

Ces relations permettent de dire que le produit $M_B M_A^{-1}$ représente la matrice de réflexions et la matrice M_A^{-1} représente la matrice de transmission. La résolution du problème de diffraction se réduit alors à la détermination des matrices R et T ou bien de transmission.

3.5 Principe de la détermination des matrices R et T :

Tenant compte des définitions de vecteurs $\psi_A^{(1)}$, $\psi_B^{(1)}$ et $\psi_A^{(2)}$ et des relations (III-20) et (III-21), les conditions de continuité deviennent ($\forall n \in [-N, N]$) :

$$[E_n(0)] = \psi_A^{(2)} = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ A_n^{(2)} \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} \quad (\text{III-25})$$

$$\left[\frac{d}{dz} E_n \right]_{z=0} = -j \chi_{2,n} \psi_A^{(2)} = -j \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ \chi_{2,n} A_n^{(2)} \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} \quad (\text{III-26})$$

$$[E_n(a)] = [A_n^{(1)} \exp(-j \chi_{1,n} a) + B_n^{(1)} \exp(+j \chi_{1,n} a)] \quad (\text{III-27})$$

$$\left[\frac{d}{dz} E_n \right]_{z=a} = j \left[\chi_{1,n} \left\{ -A_n^{(1)} \exp(-j \chi_{1,n} a) + B_n^{(1)} \exp(+j \chi_{1,n} a) \right\} \right] \quad (\text{III-28})$$

En inversant les équations (III-27) et (III-28), nous obtenons pour les matrices colonnes (en fonction des solutions du système différentiel) :

$$\psi_B^{(1)} = \frac{1}{2} \left[E_n(a) + \frac{1}{j \chi_{1,n}} \frac{d}{dz} E_n \right]_{z=a} \exp(-j \chi_{1,n} a) \quad (\text{III-27-a})$$

$$\psi_A^{(1)} = \frac{1}{2} \left[E_n(a) - \frac{1}{j \chi_{1,n}} \frac{d}{dz} E_n \right]_{z=a} \exp(+j \chi_{1,n} a) \quad (\text{III-28-a})$$

3.6 Principe de la méthode différentielle :

Jusqu'à cette étape, nous n'avons pas encore résolu notre problème, car nous ignorons les conditions initiales $E_n(0)$ et $\frac{d}{dz} E_n \Big|_{z=0}$ qui dépendent des $A_n^{(2)}$.

Les matrices M_A et M_B , définies auparavant par les relations (III-20) et (III-21), traduisent des applications linéaires. Ces applications donnent le

vecteur entrant $\psi_A^{(1)}$ et le vecteur réfléchi $\psi_B^{(1)}$ en fonction du vecteur sortant $\psi_A^{(2)}$. En utilisant ces relations, on peut trouver des relations inverses qui donnent le vecteur sortant et le vecteur réfléchi en fonction de l'incident. De ce fait, il résulte alors deux matrices R et T dépendantes des matrices M_A et M_B par les relations (III-22) et (III-24). Il suffit donc de trouver ces deux dernières. Autrement, il faut déterminer les deux applications correspondantes.

Nous savons bien qu'une application linéaire, définie sur un espace de dimension finie, est entièrement déterminée, lorsque les images de vecteurs de la base sont connues. Puisque, nous avons supposé que notre espace est de dimension $(2N+1)$, la base est donc finie, il nous reste qu'à proposer $(2N+1)$ vecteurs $\psi_A^{(2)}$ linéairement indépendants, i.e. $(2N+1)$ vecteurs colonnes $[E_n(0)]$ (équation III-25), et calculer leurs images $\psi_B^{(1)}$ et $\psi_A^{(1)}$ en intégrant le système différentiel. Nous choisissons ces vecteurs sous la forme :

$$[E_n(0)] = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \cdot \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ \cdot \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}}_{2N+1 \text{ vecteurs}}$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{2N+1 \text{ lignes}} \quad \underbrace{\hspace{10em}}_{2N+1 \text{ lignes}} \quad \underbrace{\hspace{10em}}_{2N+1 \text{ lignes}}$

En introduisant ces conditions dans le système, on aura $(2N+1)$ vecteurs colonnes $[E_n(a)]$ et $(2N+1)$ vecteurs colonnes $\left[\frac{d}{dz} E_n \Big|_{Z=a} \right]$. L'introduction de ces nouveaux vecteurs dans les équations (III-27-a) et (III-28-a) donne $(2N+1)$ vecteurs colonnes $\psi_A^{(1)}$ et $\psi_B^{(1)}$ ayant chacun $(2N+1)$ lignes. Les matrices M_A et M_B sont formées en juxtaposant les $(2N+1)$ vecteurs $\psi_A^{(1)}$ et les $(2N+1)$ vecteurs colonnes $\psi_B^{(1)}$ respectivement. Ainsi, on peut déterminer les matrices R et T en utilisant les relations (III-22) et (III-24). Une fois calculées ces deux matrices, on détermine le champ électrique transmis et réfléchi par les relations :

$$\psi_A^{(2)} = [T]. \psi_A^{inci}$$

$$\psi_B^{(1)} = [R]. \psi_A^{inci}$$

Généralement, le champ électrique incident est donné directement dans l'espace de vecteurs d'onde, i.e sous sa forme complexe de la série de Fourier :

$$\vec{E} = E_0(z) \exp(j\beta y) = \begin{pmatrix} 0 \\ \cdot \\ 0 \\ E_0 \\ 0 \\ \cdot \\ 0 \end{pmatrix}, \quad E_0(z) = E_0 \exp(-j \frac{\omega}{C} n_1 z \cos \theta)$$

Le terme E_0 se positionne à la ligne N+1 (terme principal).

$$\Rightarrow \psi_A^{(2)} = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ A_n^2 \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ E_n^{2x-} \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} = [T]. \begin{pmatrix} 0 \\ \cdot \\ E_0 \\ \cdot \\ 0 \end{pmatrix}$$

Ainsi, les amplitudes A_n^2 ou E_n^{2x-} sont connues. Le champ électrique transmis s'écrit alors :

$$E(y, z) = \sum_n E_n^{2x-} \exp(-j \chi_{2,n} z) \cdot \exp(j \beta_n y) \quad (\text{III-29})$$

A l'aide des équations de Maxwell, on détermine les deux composantes de l'induction magnétique (la troisième étant nulle).

À partir d'équation (III-29) et de équation de Maxwell, (après projection), on obtient :

$$H_n^{2y-} = -\frac{\chi_{2,n}}{\omega \mu_0} E_n^{2x-} \quad (\text{III-30})$$

$$H_n^{2z-} = -\frac{\beta_n}{\omega \mu_0} E_n^{2x-} \quad (\text{III-31})$$

De la même manière, on obtient pour le champ électrique réfléchi:

$$E^{1x}(y, z) = \sum_n E_n^{1x+} \exp(j \chi_{1,n} z) \cdot \exp(j \beta_n y) \quad (\text{III-32})$$

A partir des équations de Maxwell, on obtient les composantes de l'induction magnétique :

$$H_n^{Iy+} = \frac{\chi_{1,n}}{\omega \mu_0} E_n^{Ix+} \quad (\text{III-33})$$

$$H_n^{Iz+} = -\frac{\beta_n}{\omega \mu_0} E_n^{Ix+} \quad (\text{III-34})$$

Enfin on peut dire que la méthode différentielle permet la reconstitution du champ électromagnétique, aussi bien le champ électrique que le champ magnétique à n'importe quel point de l'espace dans les régions homogènes. Il est aussi possible de calculer le champ électromagnétique en tout point de la zone modulée par intégration (en reprenant la solution précédente). Cette méthode peut décrire parfaitement les composantes radiatives du champ diffracté ainsi que les évanescentes.

3.7 Conclusion :

En conclusion, on peut dire que la méthode différentielle est une technique dont le principe repose sur la décomposition du champ électromagnétique en une série d'ondes planes, ainsi que sur une description de l'objet diffractant par sa fonction diélectrique. C'est une technique rigoureuse analytiquement car elle ne suppose pas d'expression perturbative du champ diffracté. Partant des équations de Maxwell, elle consiste à déterminer deux matrices : une transmission et l'autre de réflexion qui décrivent la diffraction d'une onde plane par un objet donné dans des conditions d'excitation données. Le calcul des éléments des deux matrices s'opère par intégration numérique des équations de propagation du champ électromagnétique à l'intérieur de la zone modulée par la présence de l'objet. Bien que la méthode semble mieux adaptée pour les diélectriques pour lesquels la convergence est rapidement obtenue avec une stabilité parfaite, elle peut être exploitée dans le cas des métaux où des difficultés numériques apparaissent. Ces anomalies que nous avons remarquées, ont été aussi signalées par d'autres auteurs et avec d'autres méthodes.

Dans le chapitre suivant nous allons appliquer cette méthode pour étudier le couplage de la lumière avec les plasmons de surface et caractériser en champ proche la diffusion du champ électrique par des réseaux métalliques.

Chapitre 4
Résultat et
Discussion

Chapitre 4 : Résultats et Discussions

4.1. Introduction :

En physique les études de théoriques ou plutôt de simulation permettent de mieux comprendre ce qui se passe dans l'expérience et par conséquent le phénomène physique étudié. C'est pour cette raison, que nous avons mené cette étude théorique pour des fins de comparaison avec l'expérience. Il est vrai que le modèle du PSTM que nous avons explicité dans le chapitre précédent est simpliste, mais il permet en première approximation de mieux comprendre et interpréter les images obtenues avec cette microscopie. En effet, la complexité de l'interprétation des images obtenues en champs proche optique, nous impose à traiter en premier lieu le champ diffracté par l'échantillon en absence de toute perturbation, c'est-à-dire en absence de la sonde. Nous allons donc dans ce qui suit présenter la façon dont le programme a été mis au point, suivi de l'exposition de nos échantillons.

4.2. Mis au point du programme de simulation

L'implémentation des programmes utilisés dans ce travail et qui sont basés sur la méthode différentielle ont été mis au point sur la base de deux langages de programmation, à savoir le Fortran et le Matlab. Dans le but de bien comprendre notre démarche, nous avons décomposé la méthode différentielle en plusieurs blocs. Nous avons tout d'abord identifié nos paramètres d'excitation comme la longueur d'onde, l'angle d'incidence, la hauteur du réseau qu'il soit métallique ou pas, les indices de réfractifs intervenants dans le problème. Tout ceci est mis dans un fichier paramètre que nous avons appelé param.dat. Voici ci-dessous un aperçu de ce qui est calculé en premier lieu une fois que le fichier param.dat est pris en charge.

C définition des paramètres d'excitations.

```
Caa=dcplx(aa,nul)
h=aa/dble(NH)
th1rd=pi2/3.6d+02*th1
k0=pi2/lam
Ck02=dcplx(k02,0.0d0)
n12=n1*n1
n22=n2*n2
n1a2=n1a*n1a
n1b2=n1b*n1b
k12=k02*n12
k22=k02*n22
Ck12=dcplx(k12,nul)
Ck22=dcplx(k22,nul)
al0=k0*n1*dsin(th1rd)
Cn12=dcplx(n12,nul)
```

Après cette partie de définition des paramètres, nous commençons par calculer

les $\beta_n (=K_1 \sin\theta + nK)$, $\chi_{1,n} = \sqrt{K_1^2 - \beta_n^2}$ $\chi_{2,n} = \sqrt{K_2^2 - \beta_n^2}$ et ceci pour différents valeurs de « n ».

Nous donnons ci-dessous un aperçu Fortran de ces formules :

```
do 15 izz=1, NMAX
    beta(izz)=dcplx(al0+dbple(izz-(N))*pi2/d,NUL)
15  continue
    do 10 i=-N,N,1
        khi1(i)=cdsqrtdcplx(k12-(al0+dbple(i)*pi2/d)**2,NUL))
        khi2(i)=cdsqrtdcplx(k22-(al0+dbple(i)*pi2/d)**2,NUL))
10  continue
```

Ainsi grâce à ces deux formules, les éléments de la base sur lesquels sont décomposés les champs électromagnétiques sont désormais connus.

On réalise des boucles similaires pour le calcul des $\gamma_n(z)$ qu'on trouve dans l'expression de la fonction diélectrique dans la zone du réseau.

Pour résoudre l'équation de propagation du champ électromagnétique nous utilisons un sous-programme de type Runge-Kutta et nous arrivons ainsi à

former les deux matrices MA et MB, un aperçu du programme Fortran est donné ci-après.

```

C      FORMATION DES MATRICES MA ET MB
DO 20 M=1, NMAX
      CAM=C1_2*(E(M)+E(NMAX+M)/KHI(M)*CJ)*CDEXP(CJ*KHI(M)*C_A2)
      MA(M,I)=CAM
      MAS(M,I)=CAM
      MB(M,I)=C1_2*(E(M)-E(NMAX+M)/KHI(M)*CJ)*CDEXP(-CJ*KHI(M)*C_A2)
20    CONTINUE

```

Une fois ces deux matrices calculées, nous formons ensuite les deux matrices très utiles et qui ont une signification physique, à savoir les matrices de réflexion R et de transmission T, (aperçu ci-après).

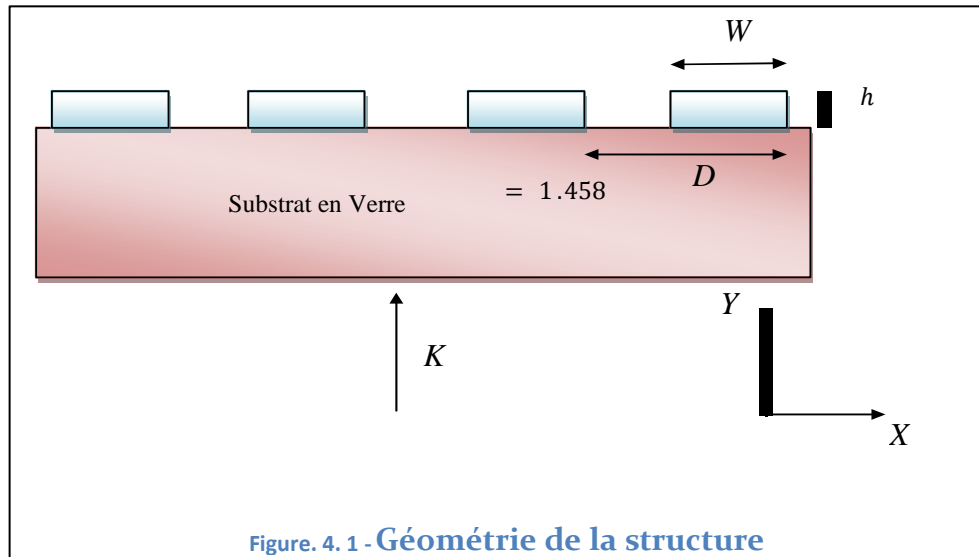
```

do 3000 k=1,NMAX
  do 3100 l=1,NMAX
    add=DCMPLX(0.0d0,0.0d0)
    do 3200 j=1,NMAX
      add=add+MB(k,j)*MT(j,l)
3200    continue
      MR(k,l)=add
3100    continue
3000  continue

```

Après le calcul des matrices R et T, nous pouvons maintenant calculer les efficacités transmises et celles réfléchies en champ lointain ainsi que l'intensité du champ électrique transmis et réfléchi en champ proche. Le premier calcul étant nécessaire pour effectuer l'analyse en champ lointain et le second calcul étant nécessaire pour l'analyse en champ proche. Il est à noter que l'analyse (la convergence) en champ lointain est une condition nécessaire pour l'analyse en champ proche. Nous allons voir en quoi consistent ces analyses dans le paragraphe suivant.

4. 3 .Géométrie de la structure :



Les échantillons que nous avons choisi dans cette étude sont des structures identiques à celles réalisées expérimentalement par Schider et al [48], c'est des structures à 1 dimension, composée de pavé de largeur $I=4\mu\text{m}$ puis 100nm de hauteur h fixe de déposées sur un substrat en verre d'indice $n = 1.458$, cette structure est représentée sur la figure 4.1. En ce qui concerne le métal, nous avons choisi l'aluminium « Al » et la valeur de la permittivité diélectrique à été interpolée à partir des données expérimentales issues du Palik [49]. Ainsi pour une longueur d'onde $\lambda = 6354 \text{ \AA}$, l'indice de réfraction $n_{6354 \text{ \AA}}$, l'indice de réfraction est donné par : $n = 1.39 + i 7.65$. La structure est éclairée par une onde plane monochromatique polarisée en mode TE où le champ électrique E est perpendiculaire au plan d'incidence.

Dans ce qui suit, nous débutons notre étude par une synthèse des critères de convergence que nous dénommons analyse en champ lointain et analyse en champ proche.

4.4. Analyse en champ lointain :

Dans l'analyse en champ lointain, nous faisons intervenir uniquement les ordres diffractés se propageant loin de l'échantillon (à une distance $\gg \lambda$), c'est-à-dire les ordres propagatifs. Nous calculons, moyennant la relation exprimant les efficacités, la somme totale des efficacités transmises au-delà de l'objet, pour différentes périodes et pour différents nombres de modes. Pour cela, nous considérons deux réseaux lamellaires, le premier ayant un motif carré 100nm x 100nm (réseau 1) et le second ayant un motif carré 10nm x 10nm (réseau 2). Nous reportons les résultats de ce calcul sur les tableaux 1 et 2 respectivement.

2N + 1	129	257	513	1025	2049
d = 12μm	8.69400	8.90184 (2.38%)	8.91000 (0.09%)	-	-
d = 24μm	3.01600	4.36900 (45%)	4,47600 (2%)	4.48010 (0.1%)	4.48000 (0%)
d = 48μm	0.68300	1.50300 (120%)	2.18700 (30%)	2.24100 (3%)	2.24300 (0.1%)
d = 100μm	0.08000	0.30800 (285%)	0.69200 (124%)	1.04400 (51%)	1.07600 (3%)

Tableau 1 : Somme des efficacités transmises et leurs variations relatives $(T_{i+1} - T_i)/T_i$, pour le réseau 1. Les valeurs T_i sont multipliées par 10^{-4} .

2N + 1	129	257	513	1025	2049
d = 12μm	1.338000	1.341000 (0.24%)	1.344000 (0.17%)	-	-
d = 24μm	0.482000	0.673000 (40%)	0.674000 (0.2%)	-	-
d = 48μm	0.091000	0.239000 (163%)	0.337140 (40%)	0.337961 (0.24%)	-
d = 100μm	-	-	0.109000	0.161800 (48%)	0.162190 (0.24%)

Tableau 2 : Somme des efficacités transmises pour le réseau 2 ainsi que leurs Variations relatives $(T_{i+1} - T_i)/T_i$, Les valeurs T_i sont multipliées par 10^{-7} .

Les deux tableaux montrent clairement que le nombre de mode est fortement lié à la période spatiale du réseau. Lorsque la période est grande, un nombre de modes important est nécessaire pour bien décrire le champ électromagnétique diffracté. Pour le réseau 1, nous remarquons que pour des périodes de 12μm, 24μm, 48μm et 100μm, un nombre de mode égale à 257, 513, 1025 et 2049 respectivement suffisent pour obtenir une efficacité totale en transmission constante à 0.1% près. Concernant le réseau 2, la convergence en champ lointain est atteinte beaucoup plus rapidement par rapport au premier objet. Pour les mêmes valeurs de périodes, les nombres de modes peuvent être réduits à 129, 257, 513 et 1025 respectivement, avec une précision du même ordre de grandeur.

En examinant la formule des réseaux donnée par la relation, nous pouvons remarquer que le nombre d'ordres propagatifs diffractés en champ lointain dépend des conditions d'éclairage (angle d'incidence, longueur d'onde, indices de réfraction des milieux bordant l'objet) et la période du système. Il est indépendant du motif de réseau. Nous voyons sur les 2 exemples traités que le nombre d'ordre suffisant pour bien définir la structure est bien plus grand que celui donné par la formule des réseaux.

En champ lointain, nous avons un critère pour pouvoir juger de la convergence, c'est la conservation de l'énergie et plus particulièrement, la convergence de l'énergie transmise au dessus du réseau. Ce critère de convergence fait intervenir les efficacités transmises qui sont elles mêmes calculées à partir uniquement des amplitudes complexes des ondes propagatives. Cependant pour connaître avec une bonne précision l'amplitude de ces ondes propagatives ; il faut introduire un nombre de modes dans la méthode différentielle bien supérieur au nombre de modes propagatifs, ce sont des modes évanescents. Ceci peut paraître étonnant, mais le phénomène de diffraction prend naissance au voisinage de l'objet diffractant, lieu où sont présents les 2 types d'ondes. A cet endroit, les 2 types d'ondes se nourrissent les unes des autres, d'où l'importance des ondes dites évanescents dans le calcul de l'efficacité transmise en champ lointain.

Après avoir étudié l'énergie propagée en champ lointain, L'étude en champ proche est également nécessaire pour juger de la fiabilité des résultats obtenus par cette méthode. Dans le paragraphe suivant, nous allons seulement expliquer le principe de l'analyse en champ proche et par la suite nous présentons les résultats de cette étude au fur et à mesure que nous avançons dans ce travail.

4.5. Analyse en champ proche :

En champ proche, l'étude est basée sur la répartition de l'intensité du champ électrique transmise à une altitude y_0 (inférieure à $\lambda/2$) au-dessus de l'objet et définie par la relation :

$$I = \sum_m^{2N+1} E_m E_m^*$$

Où m décrit l'ensemble des modes propagatifs et évanescents choisis pour le calcul. Il est à noter que le champ électrique lié aux modes évanescents apparaît

explicitement dans cette formule, contrairement au cas de l'énergie transmise en champ lointain.

Pour une période donnée, si à partir d'un certain nombre de modes, les courbes des intensités transmises deviennent identiques, à une certaine tolérance près précisée par l'opérateur, alors nous pourrions dire que la convergence en champ proche est atteinte. Pour ce faire, nous utilisons un deuxième programme qui calcule la reconstruction du champ électromagnétique diffracté à différentes altitudes de la surface de l'objet. Une fois cette répartition calculée, nous utilisons un simple programme Matlab pour tracer nos courbes.

4.6. Calcul du champ électromagnétique diffracté par un objet sur-longueur d'onde :

En effet, nous avons débuté cette étude tout d'abord sur un objet sur-longueur d'onde et non pas comme nous l'avons prévu sur un objet sub-longueur d'onde et ceci dans le but de révéler la difficulté qui réside dans l'étude, en microscopie optique de champ proche, de ce type d'objet.

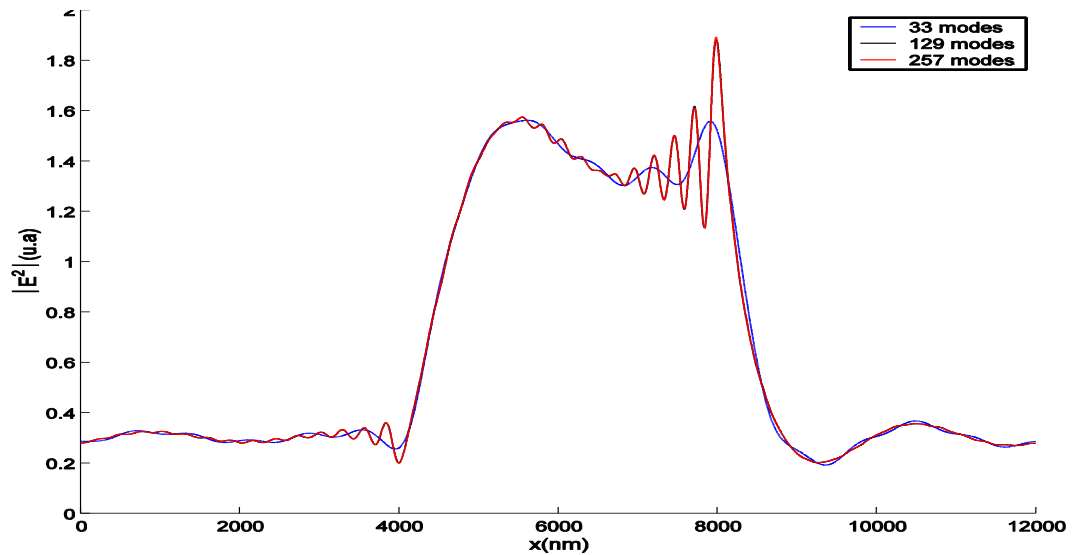


Figure .4.2 : étude de la répartition de l'intensité du champ électrique diffracté en champ proche en fonction du nombre de mode.

Cette image correspond au champ diffracté par un objet sur-longueur d'onde de largeur $4\mu\text{m}$ et hauteur 100nm . Cette image est réalisée pour une période de $12\mu\text{m}$. Pour cette période nous avons essayé trois nombres de modes pour voir quel est le nombre de mode suffisant pour décrire cette structure. Nous avons donc utilisé 33modes, puis129modes et enfin 257modes, Nous constatons que la courbe obtenue avec 129modes (en noir) est confondue avec la courbe obtenue avec 257modes (en rouge). Ainsi, nous pouvons dire que le nombre de mode suffisant pour décrire cette structure est de 129modes .

Pour les simulations à venir, nous avons utilisé une valeur intermédiaire entre les deux nombres, à savoir 193 modes. Et ceci dans le but de réaliser un compromis entre le temps de calcul et l'obtention des images correctes.

4.7. Influence de la partie réelle de l'indice de la réfraction sur le profil de l'intensité :

Dans cette partie, nous conservons les mêmes propriétés de l'objet décrit ci-haut et nous faisons varier seulement la partie réelle de l'indice de réfraction.

4.7.1. Re- Calcul de champ électromagnétique diffracté par un objet diélectrique (pour $n= 1.458+i*0.0$) :

Pour débiter cette étude, nous considérons tout d'abord un objet diélectrique, c'est-à-dire une partie réelle. Ceci va nous servir comme une courbe de référence pour les courbes ultérieures, sur la courbe 4.3, nous avons représenté la répartition de l'intensité du champ électrique diffracté à une hauteur de 10nm au-dessus de l'objet.

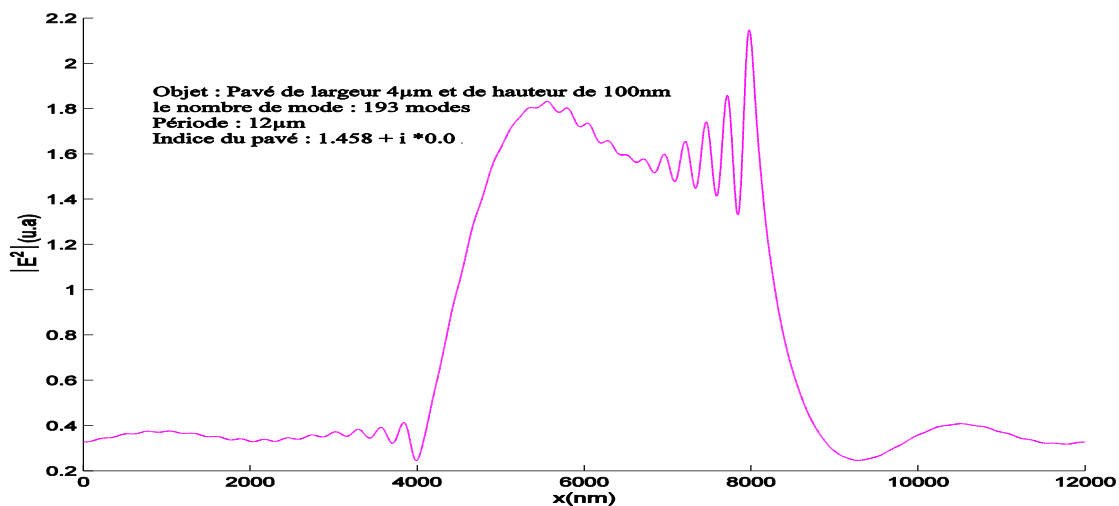


Figure 4.3 : Etude de la répartition de l'intensité du champ électromagnétique Diffracté en champ proche au-dessus de l'objet.

Sur cette image, nous remarquons que le champ diffracté reflète à peu près la structure carrée sur-longueur d'onde de l'objet étudié. Nous remarquons aussi que cette structure est asymétrique ceci est due au fait que l'éclairage est asymétrique aussi. D'autres remarques peuvent être faites sur cette image, mais nous préférons parler de ça plus loin pour une comparaison plus concrète.

4.7.2 Calcul du champ électromagnétique diffracté par un objet d'indice de réfraction $n=0.05+i*0.0$:

Dans cette partie, nous avons augmenté la partie réelle de 0.05 et nous avons préservé les autres caractéristiques. Sur la figure 4.4, nous avons représenté la répartition de l'intensité du champ électrique diffracté à une hauteur de 10nm au-dessus de l'objet. Ce que nous remarquons sur cette figure c'est que l'intensité située au-dessus de l'objet présente un comportement inattendu. En effet l'intensité diminue fortement de façon semblable au champ diffracté par un métal alors qu'il s'agit d'un diélectrique.

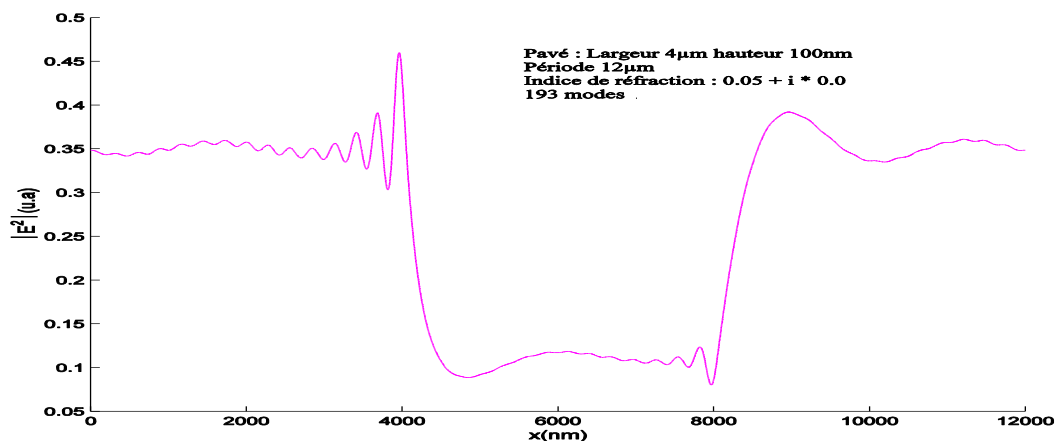


Figure .4.4 : étude de la répartition de l'intensité du champ électrique diffracté en champ proche en fonction du nombre de mode.

Sur la figure 4.5, nous avons représenté la répartition de l'intensité du champ électrique diffracté à une hauteur de 10nm au-dessus de l'objet pour un objet diélectrique ayant un indice de réfraction $n = 0.1 + i 0.0$. Sur cette figure, nous remarquons que l'intensité située au-dessus de l'objet et même au de-là est sensiblement la même. Ceci est possiblement due au fait que l'indice de réfraction n 'a pas beaucoup augmenté.

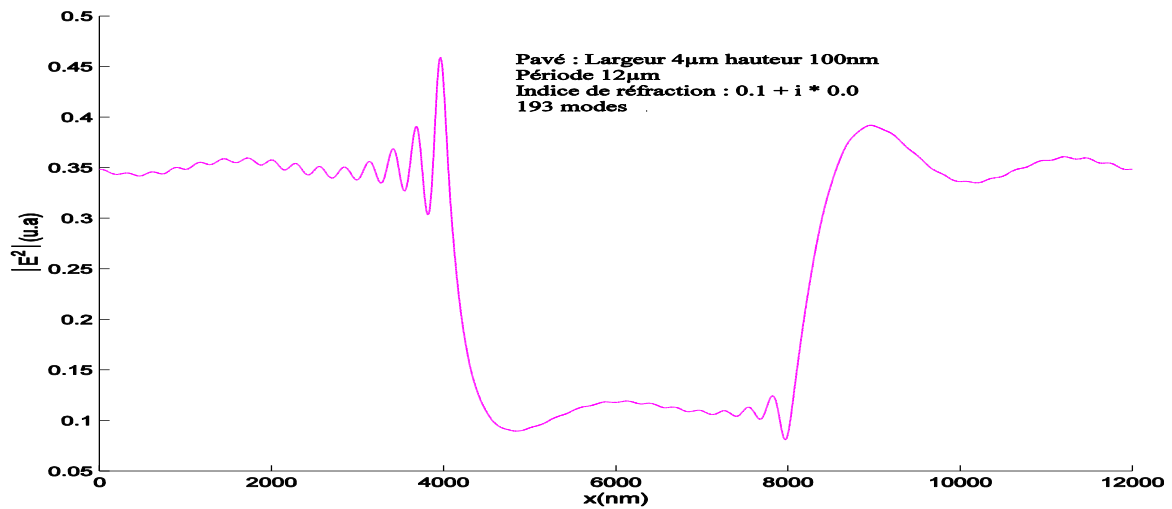


Figure.4.5 : intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $4\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ à une altitude de 10nm

Sur les figures 4.6 et 4.7, nous avons représenté la répartition de l'intensité du champ électrique diffracté à une hauteur de 10nm pour des objets diélectriques ayant des indices de réfractons $n = 1.05 + i 0.0$ et $n=1.1+i 0.0$.

Sur ces deux figures, nous remarquons que le profil de l'intensité reprend sa forme habituelle, c'est-à-dire, une forme carrée localisée au-dessus de l'objet. Nous pensons que ceci est due au fait que la partie réelle de l'indice de réfraction prend une valeur « normale » supérieure à 1.

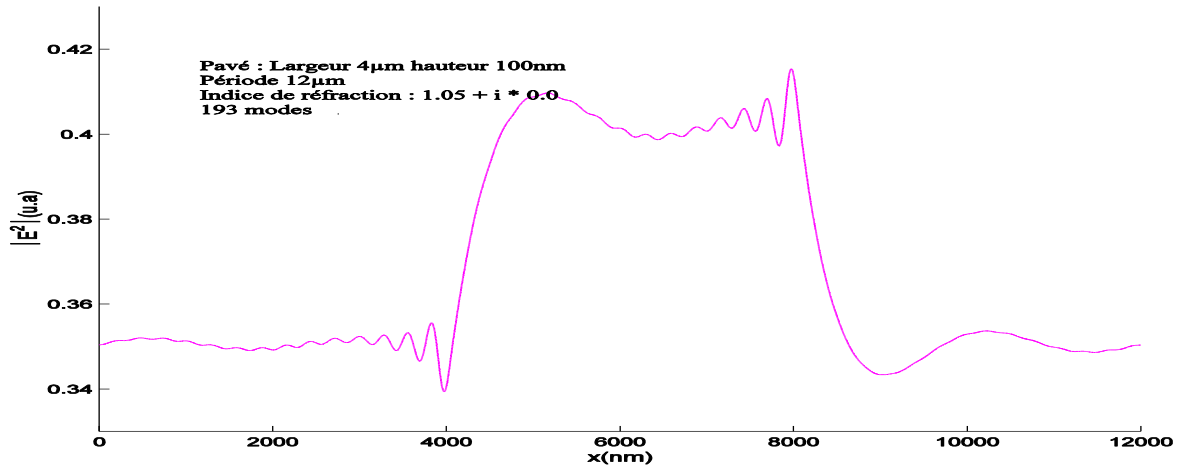


Figure.4.6 : intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $4\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ à une altitude de 10nm $n = 1.05 + i 0.0$.

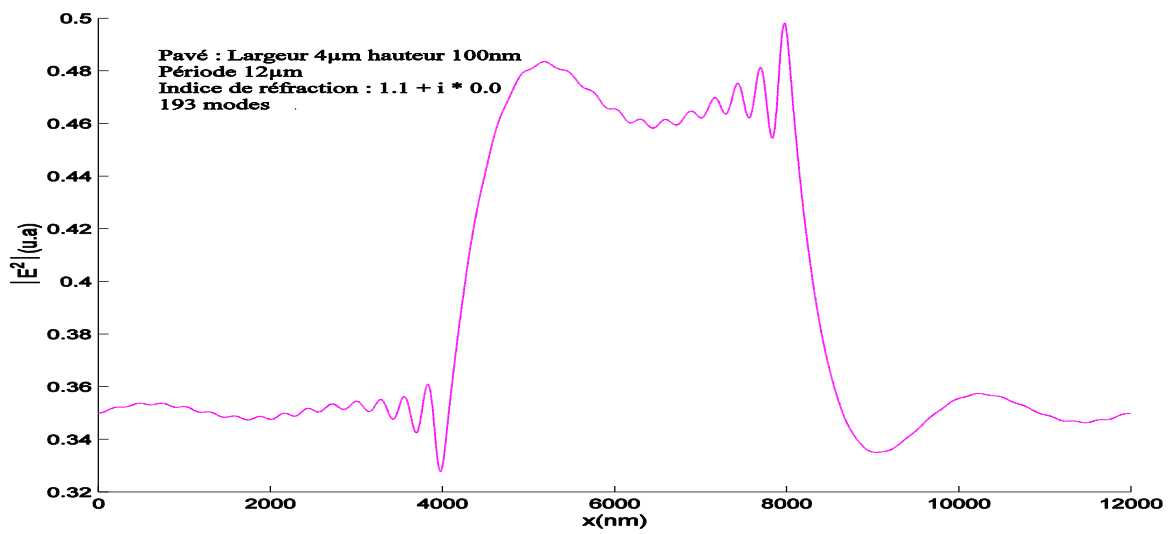


Figure.4.7 : intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $4\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ à une altitude de 10nm $n=1.1+i 0.0$.

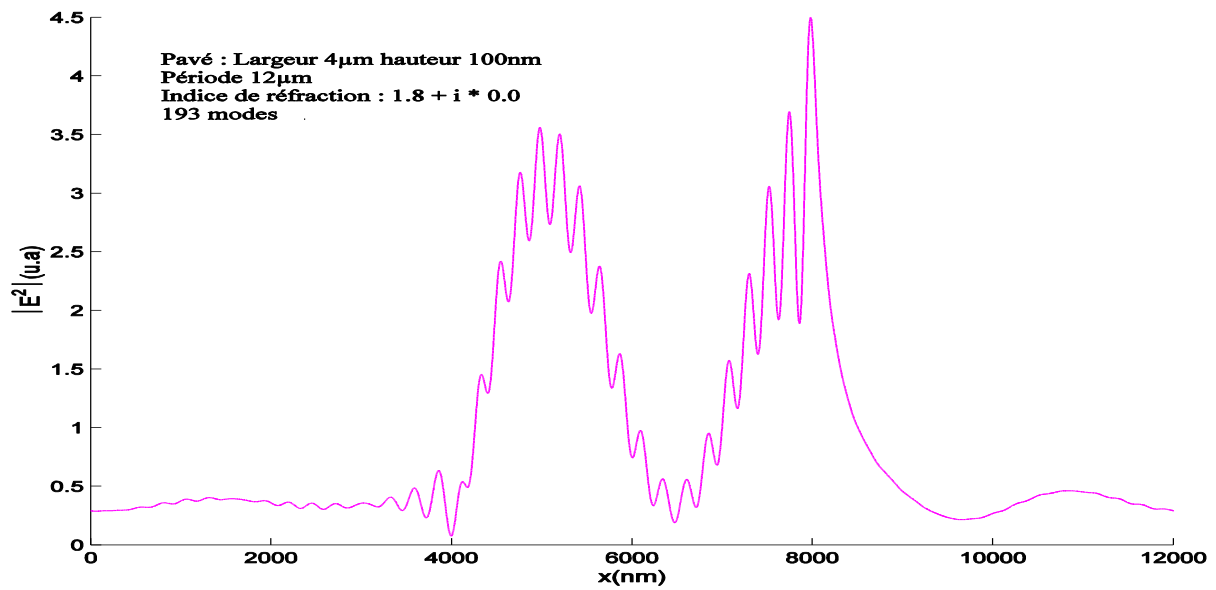


Figure.4.8 : intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $4\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ à une altitude de 10nm $n=1.8$

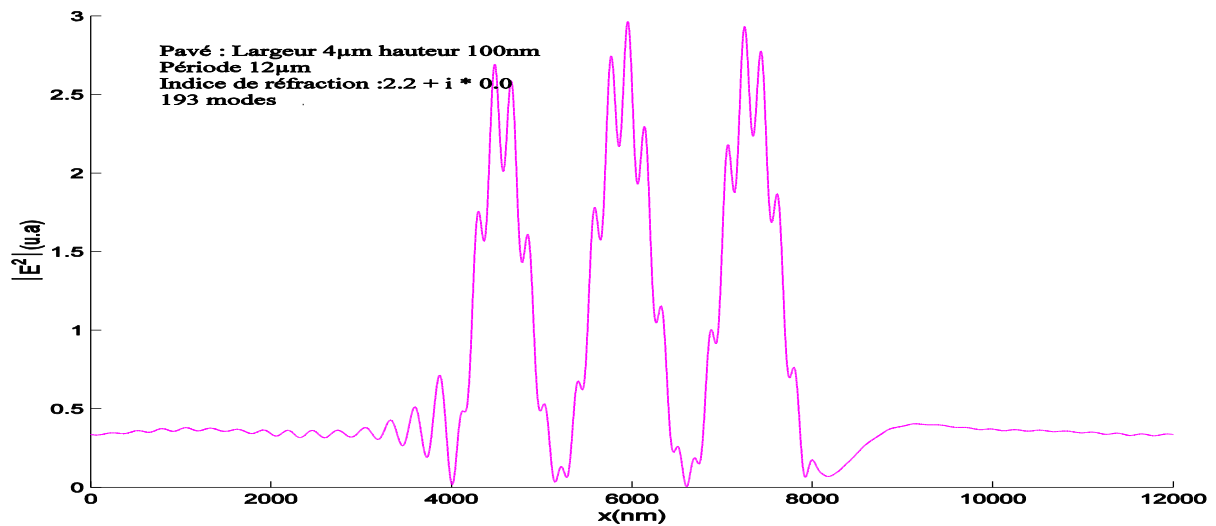


Figure.4.9 : intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $4\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ à une altitude de 10nm $n=2.2$

Sur les figures 4.8 et 4.9 sont représentées les intensités relatives aux objets d'indice de réfraction $n=1.8$ et $n=2.2$ respectivement. Ce que nous remarquons c'est la forme carrée du pavé a disparue et un dédoublement du pic d'intensité

est observé. Ce dédoublement a augmenté avec l'augmentation de l'indice de réfraction.

Maintenant, après cette étude sur les diélectriques, nous allons voir ce que donne notre étude dans le cas d'un objet métallique qui est l'aluminium d'indice de réfraction $n = 1.39 + i 7.65$. Ceci pour deux formes sur-longueur d'onde et sub-longueur d'onde. C'est ce que nous allons voir dans le paragraphe suivant.

4.8. Calcul du champ électromagnétique diffracté par un réseau métallique sur-longueur d'onde en Al (($n=1.39+i*7.65$) objet : pavé $L=4\mu\text{m}$ et $h=100\text{nm}$) :

Sur la figure 4.10, nous avons représenté la répartition de l'intensité du champ électrique diffracté à une hauteur de 10nm pour l'objet cité plus haut.

Sur cette image, nous remarquons une forme basse du signal localisée au-dessus de l'objet. Ceci est normalement dû à la grande valeur de la partie imaginaire de l'indice de réfraction.

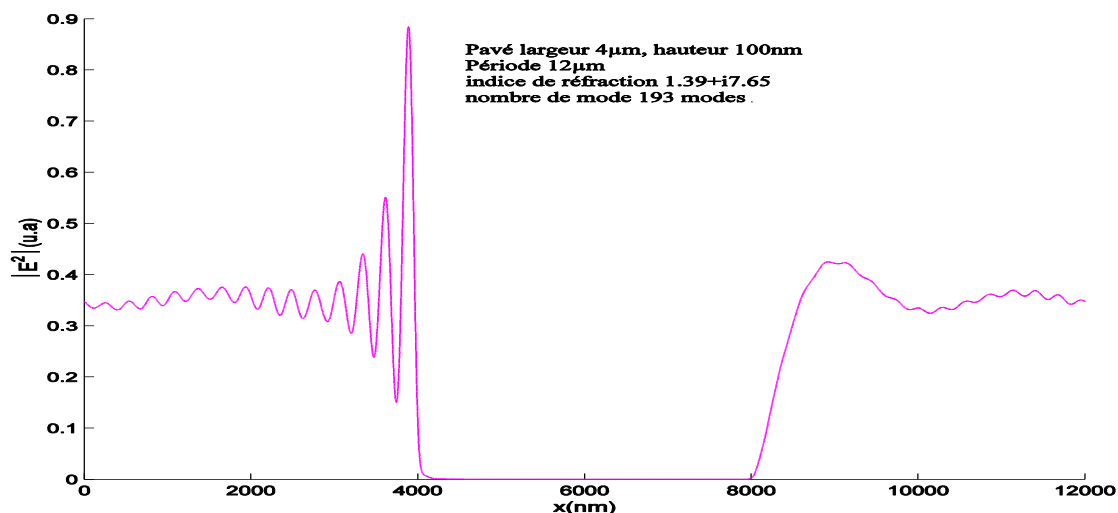


Figure 4.10. intensité du champ électrique diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif $4\mu\text{m} \times 100\text{nm}$ et à une altitude de 10nm

4.9. Calcul le champ électromagnétique diffracté par un réseau métallique en Al sub-longueur d'onde ayant les caractéristiques suivantes : largeur $l =$ hauteur $h = 100\text{nm}$.

Le but primordial du domaine du champ proche est d'examiner les objets qui sont susceptible de diffracter la lumière. C'est-à-dire les objets ayant des dimensions inférieures la longueur d'onde. C'est pour cela que nous nous sommes proposé de calculer le champ électromagnétique diffracté par un objet sub-longueur d'onde. Nous reportons donc sur la figure 4.11 les résultats de cette étude et nous la comparons avec ceux de la figure 4.10.

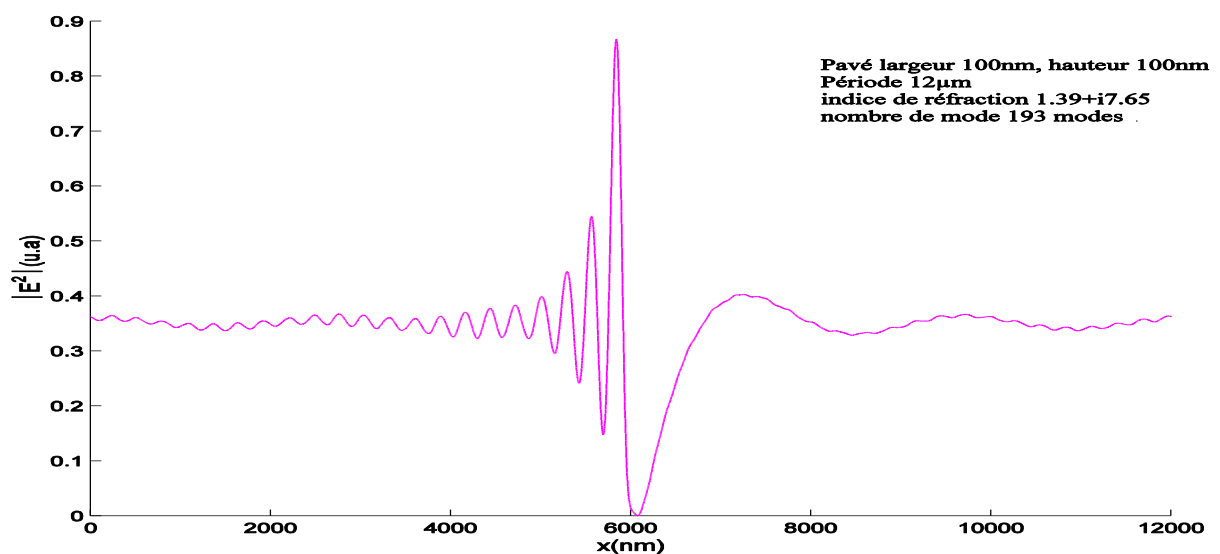


Figure 4.11 .intensité du champ électrique diffracté par un réseau diffracté par un réseau $d=12\mu\text{m}$, motif 100nmX100nm et à une altitude de 10nm.

Ce que nous remarquons c'est que le profil de l'intensité diffracté par un objet sur-longueur d'onde est différent de celui obtenu pour un objet sub-longueur d'onde. En effet, pour ce dernier, nous ne retrouvons pas le profil carré de l'objet. Ceci est possiblement dû aux faibles dimensions de l'objet. Par

ailleurs, au-dessus de l'objet, l'intensité diffractée présente un pic central asymétrique dû à la dissymétrie de l'éclairage et nous observons des oscillations de part et d'autre du pic, de périodes différentes. A droite de l'objet, les oscillations sont caractérisées par une période égale à $2,40 \mu\text{m}$ et des amplitudes qui décroissent au fur et à mesure que l'on s'éloigne latéralement de l'objet. A gauche de l'objet, la période des oscillations est plus petite (280nm). L'origine de ces oscillations est liée aux interférences des premiers ordres évanescents (se propageant de part et d'autre de l'objet) avec l'onde de surface (se propageant le long du dioptre prisme-air, ordre zéro transmis évanescent) [50- 54]. Ce sont principalement ces ondes qui interviennent en raison de leur forte amplitude. Le pic central, ainsi que l'amortissement de ces interférences visibles sur la distribution de l'intensité est liée aux interférences de toutes les ondes entre elles. D'autre part, la distribution de l'intensité n'est pas liée exclusivement à l'objet seul, mais c'est la signature de tout le système présent : objet, dioptre et éclairage. Ce résultat a été vérifié par d'autres méthodes de calcul qui établissent également que les deux types d'oscillations sont présents sur une distance latérale très grande par rapport à la taille de l'objet.

Nous constatons un effet de repliement. C'est-à-dire que les petites oscillations se replient du côté droit où se trouvent les grandes oscillations et inversement, néanmoins ce repliement diminue au fur et à mesure que la période du réseau augmente.

4.10. Conclusion :

Cette étude nous a montré que la méthode différentielle est une technique qui est capable d'étudier le champ électromagnétique diffracté par un réseau mais aussi des objets isolés. Dans ce cas, le paramètre essentiel qu'il faut en tenir en compte c'est le nombre de modes, qui dépend principalement de la période. Notre étude a montré que même pour un objet diélectrique sur-longueur d'onde la forme carrée n'est pas toujours observée. Au fait elle dépend de la valeur de l'indice de réfraction.

Pour un métal, la partie imaginaire induit une forte absorption au dessus de l'objet.

Pour un objet sub-longueur d'onde, la forme carrée n'est pas obtenue non plus et le métal cause le même effet d'absorption.

Conclusion Générale

Conclusion générale

Les travaux rapportés dans ce mémoire constituent une contribution à l'étude de la lumière diffractée par des nanostructures périodique en l'occurrence des nano-fentes dans des structures métalliques en Al. La méthode numérique utilisée pour étudier l'interaction de la lumière avec ces nanostructures est la méthode différentielle qui s'est avéré une méthode très efficace pour rendre compte des différents phénomènes liés à cette interaction ainsi que le confinement de la lumière au niveau des nanostructures.

Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons présenté les différentes techniques de microscopie optique en champ proche pour montrer au quel type de microscope nous nous sommes intéressé. A savoir le PSTM.

Ensuite, nous avons présenté des notions sur les plasmons et notamment les mécanismes de couplage de ces derniers avec la lumière. L'accent a été mis sur l'excitation de ces ondes de plasmons de surface.

Le troisième chapitre a été quant à lui consacré à l'exposé du principe de la méthode numérique que nous avons utilisé pour nos calculs, et que nous avons exploitée dans le cas de structures à une seule direction de périodicité.

Le quatrième et dernier chapitre a été consacré aux résultats de nos simulations numériques. Nous avons ensuite analyse l'intensité du champ transmis, diffracté par ces des structure en Al à profils rectangulaire, mettant en évidence le confinement très important du champ électromagnétique au-dessus du métal et le caractère évanescent de ce champ transmis. Notre choix de ces métaux nobles était dans le but d'obtenir le confinement optimum et d'autre la forme géométrique convenable.

Bibliographie

- [1] G. Binning et H. Rohrer, Scanning tunnelling microscopy, *Physica* **127B** (1984), 37-45.
- [2] L. Berguiga, Etude et réalisation d'un microscope de champ proche optique avec un asservissement de type « shear force », application à l'étude en champ proche du vieillissement de fibres optiques, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, Juillet 2001.
- [3] R. Bachelot, Etude et réalisation d'un microscope optique en champ proche utilisant une sonde sans ouverture, Thèse de Doctorat, Université de Paris VII, 1996.
- [4] Hiroyuki Sugimura, Tip-induced anodization of titanium surface S.T.M: A humidity effect on nanolithography, *Appl. Phys. Lett.* 63, (1993), 1288.
- [5] C. Lebreton et Zhao Zhong Wang, Nano-écriture sur couche d'or, *Micros. Microanal. Microstruct.* 5 (1994) ,519.
- [6] G. Binning, C.F. Quate and C. Gerber, "atomic force microscope", *Phys. Rev. Lett.* **56**, (1986), 930.
- [7] L. Berguiga, Etude et réalisation d'un microscope de champ proche optique avec un asservissement de type « shear force », application à l'étude en champ proche du vieillissement de fibres optiques, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, Juillet 2001.
- [8] Courjon (D.) et Bainier (C.), Near field microscopy and near-field optics, *Rep. Prog.* 54 (1994), 989.
- [9] Pohl (D.) et Courjon (D.), Near field Optic and related techniques, 2 ed., Kluwer, Dordrecht, The Netherlands, 1993.
- [10] Pohl (D.W.), Nano-optics and scanning near-field optical microscopy, *Scanning Tunnelling Microscopy 2* (1992), 233{271.

- [11] Synge (E.), A suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region, *Philos. Mag.* 6 (1928), 356.
- [12] Pohl (D.), Denk (W.), et Lanz (M.), Optical stethscopy: image recording with resolution, ≈ 20 , *Appl. Phys. Lett.* 44(1984), 651{653.
- [13] Durig (U.), Pohl (D.), et Rohver (F.), Near-eld optical scanning microscopy, *J. Appl. Phys.* 59(1984), 3318{3327.
- [14] E. Betzig, M. Isaacson and A. Lewis, Collection mode near field scanning optical microscopy, *Appl. Phys. Lett* 51,(1987), 2088.
- [15] E. Buckland, P. Moyer and M. Paesler, Resolution in collection mode scanning near field optical microscopy, *J. Appl. Phys.* 73, n°24, (1993), 1018-1028.
- [16] Y. Inouye, S. Kawata, *J. De Micros.* 178, (1995), 14.
- [17] Hulst (N.Van), Moers (M.), et Bolger (B.), Near-eld optical microscopy in transmission and reflexions modes and combination with force microscopy, *J. Microsc.* 171(1993), 95-105.
- [18] F. de Fornal, J. P. Goudonnet, L. Salomon, E. Lesniewska, " An évanescent Field Optical microscope ", *Proc. SPIE*, 1139, (1989), 77-84.
- [19] D.Courjon, K. Sarayedine, M. Spajer, "Scanning tunnelling of optical microscopy", *Opt. Commun.*, 71, (1989), 23.
- [20] R. Reddick, R. J Warmack, T.L Ferrel, "New form of optical microscopy", *Phys. Rev. B.*, 39, (1989), 767-770.
- [21] L. Salomon, Théorie et mise au point d'un microscope à effet tunnel photonique, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, France, Février 1991.
- [22] F. de Fornel, Les ondes évanescentes en optique et en optique et en opto-électronique, cent : Collection Technique et Scientifique des Télécommunication, ed. Eyrolles, Paris, 1998.
- [23] Danial courjon & Claudine Bainier, le champ proche optique, théorie et application , Springer-Verlag France et France Télécom R & D, Paris, 2001.

- [24] Carminati (R) and Greffet (J.J), Equivalence of constant-height and constant-intensity images in scanning near field optical microscopy, *Optics Lett* vol. 21, (1996), 1208-1210.
- [25] R.W. Wood, "On a Remarkable Case of Uneven Distribution of light in a Diffraction Grating Spectrum", *Proceedings of the physical Society of London*, vol. 18, P. 269, 1902.
- [26] U. Fano, "The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic surfaces (Summerfield's Waves) ", *J. Opt.Soc .Am.* Vol. 31, PP. 213-222, 1941.
- [27] R. H. Ritchie, "Plasma Losses by Fast Electrons in Thin films", *Physical Review*, Vol. 106, P. 874, 1957.
- [28] A. Otto, "Excitation of nonradioactive surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection", *Zeitschrift fur physic A Hadrons and Nuclei*, vol. 216, PP. 398-410, 1968.
- [29] E. Kretschmann and H. Raether, "Radiative decay of non-Radiative surface plasmons excited by light", *Z. Naturforsch*, vol. 23A, pp. 2135-2136, 1968.
- [30] C.N. Berglund and W.E. Spicer, *Phys. Rev.* 136, 1 1030 (1964).
- [31] A.D. Boardman, Chap. 1, dans 'Electromagnetic Surface Modes', édité par A.D. Boardman (John Wiley and Sons, 1982).
- [32] R.H., *Phys. Rev.* 106, 874 (1957).
- [33] H. Raether, *Surf, Science*, 8. 233 (1960).
- [34] M. Fleischman, P. J. Hendra, and A. Mcquillan, *Journal of Physical Chemistry Letter*, vol. 26, pp. 163, 1974.
- [35] M. Quinten, A. Leitner, J.R. Krenn, and F.R. Aussenegg, *Opt. Lett.*, vol. 23, pp 1331,1998.
- [36] U. Kreibig and M.Vollmer. *Optical Properties of Metal Clusters*. Springer, Berlin3, 1995.
- [37] J.J. Opfield, *Phys. Rev.*, 112, 1555 (1958).

- [38] E. Burstein, A. Harstien, J. Schoenwald, A. A. Maradudin, D.L.Mills, and R. F. Wallis, in: *Polaritons* (E. Burstein Ed.) (Pergamon, New York, 1974) p89ff.
- [39] R. H Ritchie, *Phy. Rev.*, 106, 874 (1957).
- [40] C. J. Powell & J.B. Swan, *P.R.*, 869 (1959). *P.R.* 116, 81 (1959).
- [41] G. Hincelin, *C. R. Acad. Sc. Paris*, t. 294 (29 mars 1982).
- [42] P.B. Johnson and R. W. Christy, *Optical Constants of the Noble Metals*," *Physical Review B*. Vol. 6, P. 4370, 1972.
- [43] C. Girard and A. Dereux, *Review Article: Near-Field Optics Theories*, (November 6, 1995).
- [44] M. Neviere, G.Cerutti-Maori and M. Cadilhac: *Opt. Commun.* 3, 48 (1971).
- [45] M. Neviere, M. Cadilhac and R. Petit: *Ieee Trans. AP-21*, 37(1973).
- [46] R. Petit in "Electromagnetic theory of grating "Ed. Springer, Verlag, Berlin 1980.
- [47] R. Petit: "Ondes électromagnétiques en radioélectricité et en optique " MASSON Paris Milan Barcelon Bonn 1993.
- [48] Claudine Bainier, *le champ proche optique, théorie et application* , Springer-Verlag France et France Télécom R & D, Paris, 2001.
- [49] Johnson and R. W. Christy, *Optical Constants of the Noble Metals*," *Physical Review B*. Vol. 6, P. 4370, 1972.
- [50] A.Sentenac and J.J.Greffet, *Study of the features of the PSTM images by means of a perturbative approach*, 57 (1995), 246-250.
- [51] M.Nevière and P. Vincet, *Diffraction grating as components for photon scanning tunnelling microscope image interpretation*, In D. Pohl and D. Courjon(Eds), *Near field Optics*, NATO ASI series, (1993), 377-378. Kluwer, Dordrecht.
- [52] N. Garcia and M. Nieto-vesperinass (1995), *Near field optics inverse scattering reconstruction of reflective surfaces*, *Opt. Lett.*, 18, (1993) 2090-2092

[53] A. Sentenac and J.J. Greffet, Study of the features of the PSTM images by means of a perturbative approach, 57 (1995), 246-250.

[54] F.de Fornel, E. Bourillot, P. Adam, L.Salomon, G. Chabrier and J.P. Goudonnet. Recent Experimental Results with the PSTM: Observation of a step on a Quartz Surface. Spatial Spectroscopy of Microwave guides, Vol. 1 (Kluwer, Arc et Senans, 1993) PP. 59 -70.