

*Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique*

UNIVERSITE Dr. TAHAR MOULAY SAIDA  
FACULTE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE



# MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

## MASTER

Spécialité : **PHYSIQUE**

Option : **Spectroscopie Moléculaire**

Par

**Ferhaoui Fatima Zohra**

Sur le thème

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

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

Mr **EIKEURTI M<sup>ed</sup>** Maître de Conférences (Université de Saïda) président  
Mr **BOUTALEB HABIB** Maître de Conférences (Université de Saïda) Encadreur  
Mr **ZEMOULI MOSTEFAMA** Maître de Conférences (Université de Saïda) Examineur  
Mr **AMARA KADDAMA** Maître de Conférences (Université de Saïda) Examineur  
M **N.BEKHALED** Maître de Conférences (Université de Saïda) Examineur

**Année Universitaire 2014 - 2015**

# *Dédicaces*

Merci **Allah** (mon dieu) de m'avoir donné la capacité d'écrire et de réfléchir, la force d'y croire, la patience d'aller jusqu'au bout du rêve et le bonheur de lever mes mains vers le ciel et de dire "**Ya Kayoum** "

Par le biais de ces mots, je dédie le fruit de mes années d'étude aux personnes les plus chers yeux à savoir mon ancle **MEDDOUDI.AEK** de **SIDI BELABBES**ma mère, mon père.

Mes frères **Khaled, Benyahia, Yousef, Ali, Mohamed, Chiek.**

Mes soeurs **Henia, Badera, Fatiha, Meriem, Halima, Moulet, Talia, Naima, Fatima, Hadjira, Rania, Fatima Zahra Sara, Aya Zahra, Hiba Nor E L Yakine.**

Spécialement à tous mes collègues:

**Razika, Hassnaa, Hassiba, Ikram, Souad, Ouda, Imen, Djouhara, Hayate, Assia, Amina, Fatima Zohra.**

Toutes ce personnes m'ont comblée de Bonheur et c'est à mon tour de les remercies.



**FATIMA ZOHRA**

# REMERCIEMENT

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

*On remercie toutes les personnes ayant contribué à la réalisation de ce travail.*

*Nous présentons nos remerciements les plus cordiaux en particulier à **Mr H BOUTALEB.***

*Nous remercions les plus vifs sont adressés à **Mr ELKEURTI M<sup>ed</sup>**, d'avoir accepté de présider le jury et les membres de jury pour avoir accepté d'examiner ce travail.*

*Nous adressons nos sincères remerciements **MN. BEKHALED, Mr ZMUSTEPHA** et **Mr AMARA KADDA.***

*On remercie vivement pour avoir accepté de codiriger ce travail.*

*Spécialement **Mr SOUANE OMAR.***

## **Table des matières**

<b>Introduction générale .....</b>	<b>02</b>
 <b>Chapitre 1 : La Microscopie en champ proche optique.</b>	
<b>1.1. Introduction.....</b>	<b>05</b>
<b>1.2. La microscopie à effet tunnel électronique (STM).....</b>	<b>07</b>
<b>1.3. La microscopie à force atomique (AFM).....</b>	<b>08</b>
<b>1.4. La microscopie optique à champ proche.....</b>	<b>09</b>
<b>1.5. Microscopie optique à champ proche en mode collection.....</b>	<b>12</b>
<b>1.6. Le microscope PSTM.....</b>	<b>12</b>
<b>1.6. Conclusion.....</b>	<b>15</b>
 <b>Chapitre 2 : Palmons de surface</b>	
<b>2.1. Introduction.....</b>	<b>18</b>
<b>2.2. Plasmons de volume.....</b>	<b>20</b>
<b>2.3. Plasmon de surface.....</b>	<b>21</b>
<b>2.3.1. Plasmon de surface localisé.....</b>	<b>23</b>
<b>2.3.2. Plasmon de surface délocalisé.....</b>	<b>23</b>
<b>2.4. Couplage par prisme.....</b>	<b>24</b>
<b>2.4. a. Méthode (ATR).....</b>	<b>24</b>
<b>2.4. b. Configuration Otto.....</b>	<b>24</b>
<b>2.4. c. Configuration Kretschmann.....</b>	<b>24</b>
<b>2.5. Couplage par un réseau.....</b>	<b>27</b>
<b>2.6. Conclusion.....</b>	<b>30</b>

## **Chapitre 3 :La méthode différentielle**

<b>3.1. Introduction.....</b>	<b>32</b>
<b>2.2.Modèle théorique de la méthode différentielleà 1 D.....</b>	<b>35</b>
<b>3.3. Cas d'une onde polarisée en mode T.E.....</b>	<b>37</b>
<b>3.3.1. Résolution de l'équation de propagation dans les régions I et II.....</b>	<b>39</b>
<b>3.3.2. Résolution de l'équation de propagation dans la zone modulée.....</b>	<b>41</b>
<b>3.3.3. Equation de continuités.....</b>	<b>43</b>
<b>3.4. Principe de la méthode différentielle.....</b>	<b>43</b>
<b>3.4.a. Introduction des matrices R et T d'un réseau.....</b>	<b>43</b>
<b>3.5. Application.....</b>	<b>48</b>
<b>3.6. Conclusion.....</b>	<b>49</b>

## **Chapitre 4 : Résultats et discussions**

<b>4.1. Introduction.....</b>	<b>51</b>
<b>4.2.Implémentation de la méthode de calcul.....</b>	<b>51</b>
<b>4.3.Géométrie de la structure .....</b>	<b>54</b>
<b>4.4. Analyse en champ lointain.....</b>	<b>55</b>
<b>4.5. Analyse en champ proche.....</b>	<b>57</b>
<b>4.6. Calcul du champ électromagnétique diffracté par un objet sur-longueur d'onde.....</b>	<b>58</b>
<b>4.7.Influence de la partie imaginaire de l'indice de réfraction sur le profil de l'intensité.....</b>	<b>60</b>
<b>4.7.1. Calcul du champ électromagnétique diffracté par un objet diélectrique (Pour <math>n=1.458+i*0.0</math>) .....</b>	<b>60</b>

<b>4.7.2.</b> Calcule du champ électromagnétique diffracté par un métallique ayant un indice de réfraction .....	61
<b>4.8.</b> Champ diffracté par un réseau métallique en Or sur-longueur .....	63
<b>4.8.1.</b> Calcul le champ électromagnétique diffracté par un réseau métallique ayant un indice de réfraction (Pour l'OR $n=0.149+i*3.64$ ) (Objet : Pavé $L=4\mu\text{m}$ et $h=100\text{nm}$ , nombre de mode=193).....	63
<b>4.9.</b> Champ diffracté par un réseau métallique en Or sub-longueur .....	64
<b>4.10.</b> Conclusion.....	66
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>68</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>71</b>

## Listes des figures

<i>Figure 1.1 : Objet éclairé en réflexion. L'objet diffracte des ondes radiatives et des ondes évanescentes.....</i>	<i>06</i>
<i>Figure 1.2: principe de la microscopie S.T.M.....</i>	<i>08.</i>
<i>Figure 1.3 : principe du microscope AFM.....</i>	<i>09</i>
<i>Figure 1. 4 : 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.....</i>	<i>11</i>
<i>Figure 1. 5 : Principe de base du PSTM.....</i>	<i>13</i>
<i>Figure 1. 6 : mode à intensité constante.....</i>	<i>14.</i>
<i>Figure 2.1 :Oscillations électroniques a l'interface métal /diélectrique.....</i>	<i>22</i>
<i>Figure 2.2 :Montages expérimentaux permettant d'exciter des ondes de surface avec un prisme.....</i>	<i>26</i>
<i>Figure 2.3 : Relation de dispersion des plasmons de surface pour un système Prisme/métal.....</i>	<i>27</i>
<i>Figure 2.4 : Relation de dispersion des plasmons de surface pour un système prisme/métal/réseau.....</i>	<i>29</i>
<i>Figure 3.1: modèle théorique de la méthode différentielle à un réseau unidimensionnel.....</i>	<i>37</i>
<i>Figure 4.1 :Géométrie de la structure.....</i>	<i>54</i>
<i>Figure 4.2 : étude de la répartition de l'intensité du champ électrique diffracté en champ proche en fonction du nombre de mode.....</i>	<i>57</i>
<i>Figure 4.3 :Etude de la répartition de l'intensité du champ électromagnétique diffracté en champ proche au-dessus de l'objet.....</i>	<i>60</i>
<i>Figure 4.4 : Spectre de l'intensité en fonction d'une distance X pour les structure Or/air/Or à la longueur d'onde <math>\lambda=632.8\text{nm}</math>.....</i>	<i>61</i>

<i>Figure 4.5 : Effet de l'indice du substrat au dessous de la structure métallique en Or.....</i>	<i>62</i>
<i>Figure 4.6 : Distribution de l'intensité du champ électromagnétique au dessus de la structure et dans son proche, calculée par la méthode différentielle. ....</i>	<i>62</i>
<i>Figure 4.7 : Intensité du champ électromagnétique par un réseau métallique <math>d=12\mu\text{m}</math>.....</i>	<i>63</i>
<i>Figure 4.8 : Intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau métallique <math>d=12\mu\text{m}</math>, motif <math>4\mu\text{m}\times 100\text{nm}</math> et à une altitude de <math>10\text{nm}</math> de l'Or. ....</i>	<i>64</i>
<i>Figure 4.9 : Intensité du champ diffracté par un réseau métallique <math>d=12\mu\text{m}</math>, motif <math>100\text{nm}\times 100\text{nm}</math>.....</i>	<i>65</i>

## *Liste des tableaux*

Tableau.3.1: Somme des efficacités transmises et leurs variations relatives pour le réseau  $(T_{i+1} - T_i)/T_i$  Les valeurs  $T_i$  sont multipliées par  $10^{-4}$  .....55

Tableau.3.2: 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  $10^{-7}$  .....56

## **Introduction générale**

La microscopie optique classique ou conventionnelle a souvent servi comme un moyen performant et non destructif pour l'observation et la caractérisation des surfaces des matériaux dans divers domaines tel que : en physique, en chimie, en biologie, en métallurgie, ... Elle est basée sur la détection de la lumière diffusée par un système de détection placé à une distance très grande devant la longueur d'onde utilisée (détection des ondes radiatives). Cependant, cette microscopie a été confrontée à des difficultés dues aux phénomènes de diffraction qui limite la résolution spatiale latérale de ses appareils. Cette limite de résolution est formulée le critère de Rayleigh qui stipule qu'on ne peut pas distinguer deux objets éloignés d'une distance de l'ordre de la demi-longueur d'onde utilisée.

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 allons donc rappeler dans le premier chapitre quelques notions sur la microscopie en champ lointain ainsi que le principe de la microscopie optique à champ proche. Dans le second chapitre est un chapitre introductif à la physique des polaritons de surface, phénomène central dans notre travail et il consacré à la présentation de quelques propriétés importantes des plasmons de surface. Nous étudions les conditions d'existence des ondes de surface sur une interface plane séparant le vide d'un matériau quelconque. Dans le troisième chapitre, nous étudions le développement mathématique de la méthode différentielle. Nous rappelons brièvement le principe de quelques méthodes numériques utilisées dans le domaine du champ proche, puis nous détaillons le principe de la méthode différentielle. Dans le quatrième chapitre, nous montrons comment nous avons implanté un programme fortran qui ne reproduit point pour point la méthode différentielle. Nous allons discuter des critères que doit vérifier cette technique et nous présentons les résultats obtenus pour un objet sub-longueur d'onde. Dans la dernière partie, nous donnons notre conclusion sur ce travail.

## **Chapitre I : Microscopie en champ proche optique**

### **1.1. Introduction :**

Depuis longtemps, la microscopie optique a été utilisée comme un moyen performant et non destructif pour visualisation et la caractérisation des surfaces dans divers domaines que ce soit en physique ou en chimie et notamment en biologie.

Les microscopes sont souvent regroupés en deux grandes catégories, les microscopes dits « classiques » ou « de champ lointain », et les microscopes à champ proche. A cette dénomination est liée leur capacité à dépasser ou non la limite de résolution latérale appelée critère de Rayleigh-Abbe.

Lorsqu'un objet est éclairé par un rayonnement monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ , on s'aperçoit que la lumière diffractée comprend deux types d'ondes. Des ondes dites radiatives ou propagatives qui peuvent se propager loin de l'objet et des ondes dites non-radiatives ou évanescentes dont l'amplitude décroît exponentiellement à mesure que l'on s'éloigne de l'objet. On peut donc définir le champ proche de cet objet comme la zone d'espace où l'amplitude des ondes évanescentes n'est pas négligeable devant celles des ondes radiatives. Il s'agit donc d'une zone située au voisinage immédiat de l'objet, à une distance très inférieure à la longueur d'onde d'illumination. Dans le spectre du visible par exemple, la zone de champ proche sera limitée à quelques dizaines de nanomètres autour de l'objet. Au-delà de cette zone, on se retrouve dans la zone caractéristique du champ lointain.

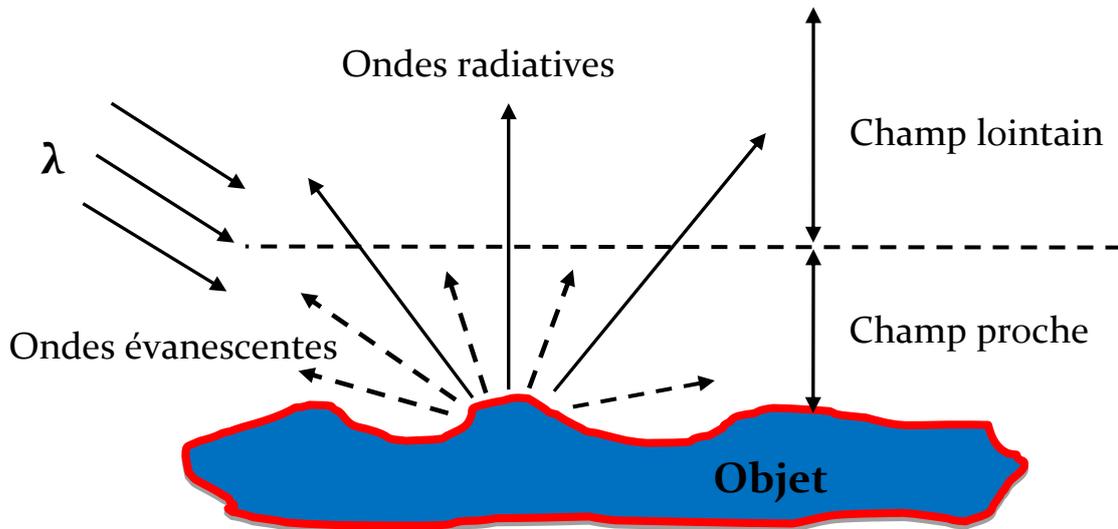


Figure 1.1 : L'objet diffracte deux types d'ondes : des ondes radiatives et des ondes évanescentes.

En microscopie optique classique, le critère de Rayleigh stipule qu'un microscope ayant une pupille circulaire, un angle d'ouverture  $\theta$  et baignant dans un milieu d'indice «  $n$  » possède une résolution limitée par donnée :

$$d = \frac{0.61\lambda}{n \sin \theta} \quad \text{(I-1)}$$

Pour avoir une résolution élevée, on peut choisir d'utiliser un milieu d'indice élevé (c'est le principe du microscope à immersion) ou bien utiliser un éclairage à faible longueur d'onde ; dans ce cas, on quitte alors la microscopie optique visible pour entrer dans la microscopie UV, X et électronique. La dernière possibilité est de récupérer l'information sur les hautes fréquences spatiales qui est contenue dans les ondes évanescentes confinées à la surface de l'objet étudié. Dans ce cas, on peut s'affranchir de la limite de diffraction, et on rentre dans le mode de la microscopie en champ proche. Avant d'étudier en détail ce domaine, nous allons expliquer brièvement ce que c'est la microscopie à sonde locale.

## **Les différentes formes de microscopies à sonde locale :**

Le besoin constamment croissant de caractériser des surfaces de différentes natures (diélectriques, métalliques, etc.) afin de les utiliser en technologie à mis en évidence plusieurs types d'interactions possibles. Ainsi, la microscopie à sonde locale apparaît sous trois formes remarquables :

### **1.2. La microscopie à effet tunnel électronique (STM pour scanning Tunneling Microscope) :**

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), Figure 1.2. 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].

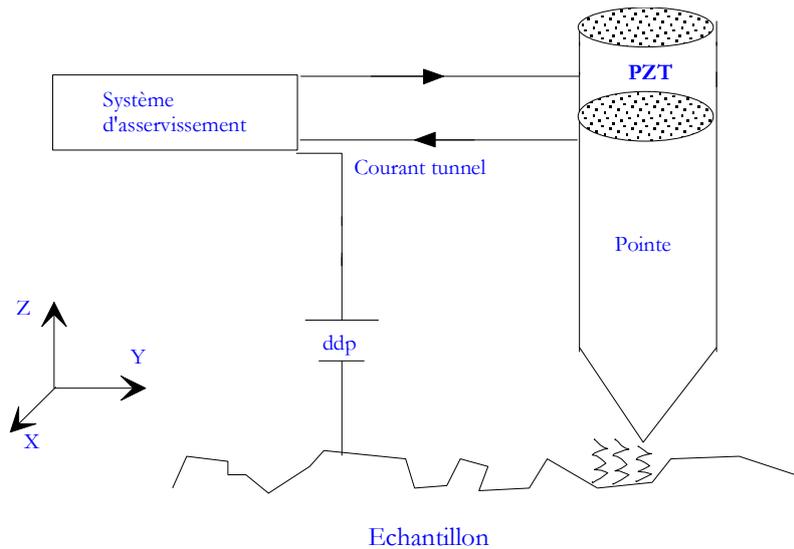


Figure 1.2: principe de la microscopie S.T.M.

### 1.3. La microscopie à force atomique (AFM pour Atomic Force Microscope) :

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 intra-atmosphériques (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, Figure 1.3. 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].

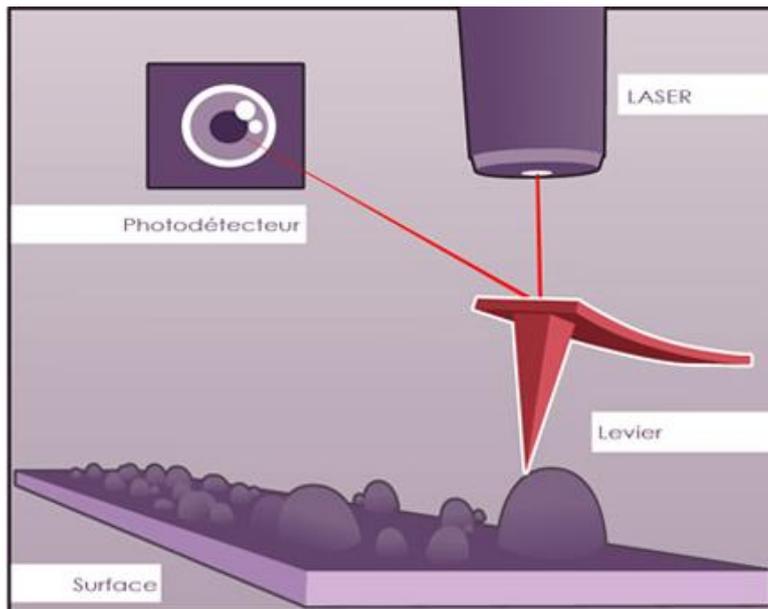


Figure 1.3 : principe du microscope AFM

#### 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 intra-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 au bout 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), Figure 1.4.

Dans ce travail, nous n'allons pas présenter une étude exhaustive de l'ensemble des microscopes à sonde locale, mais nous allons plutôt nous intéresser à un seul type de microscopie, qui constitue une application concrète de notre calcul, c'est la microscopie optique à champ proche en mode collection, c'est ce que nous allons voir dans le paragraphe suivant.

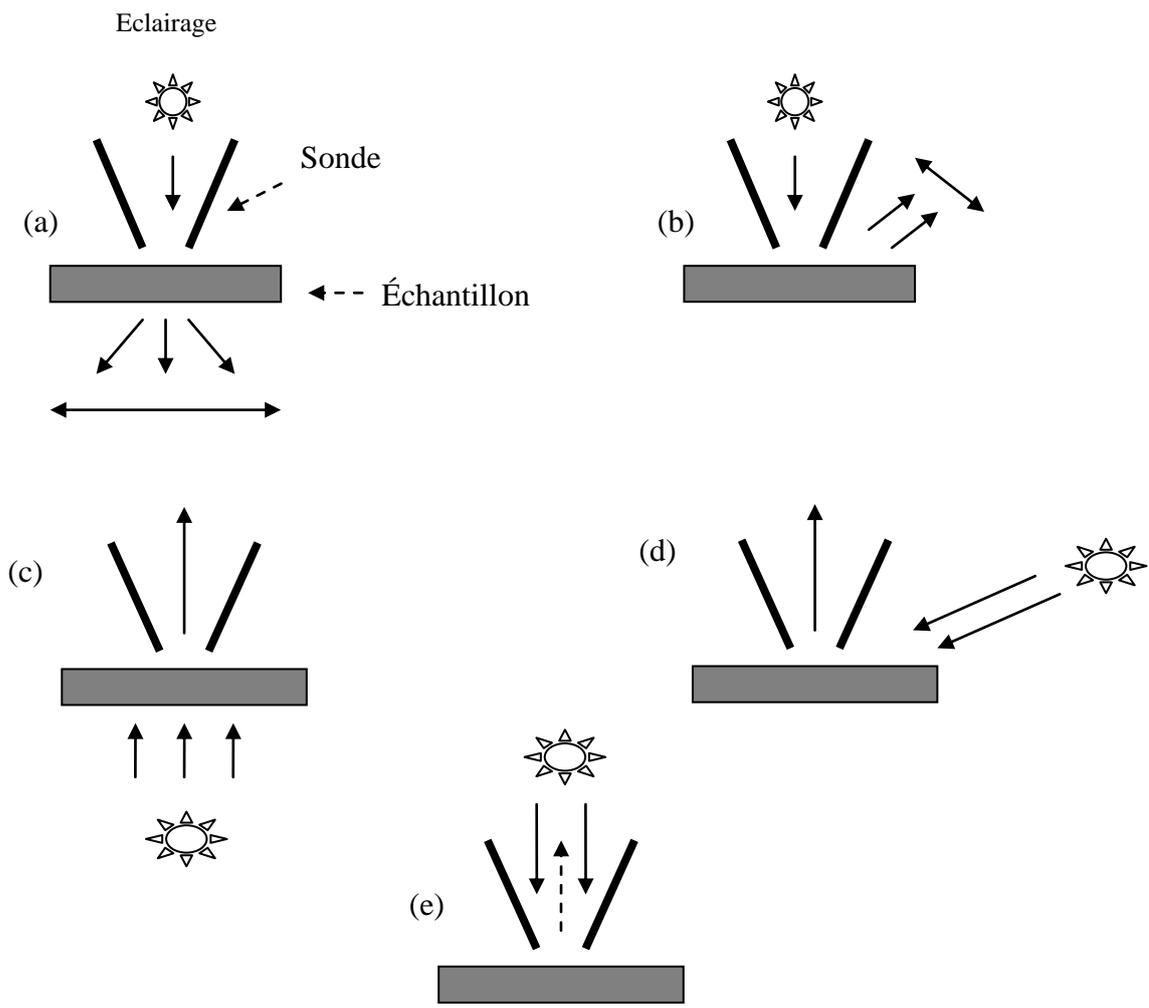


Figure 1. 4 : Les différentes techniques des SNOM à sonde avec ouverture : (a) SNOM en mode illumination en transmission. (b) SNOM en mode illumination en réflexion. (c) SNOM en mode collection en transmission. (d) SNOM en mode collection en réflexion. (e) SNOM en m

### **1.5. Microscopie optique à champ proche 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[8, 9,10]. 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, Figure1.4-c) soit en réflexion (SNOM en mode collection en réflexion, Figure14-d).

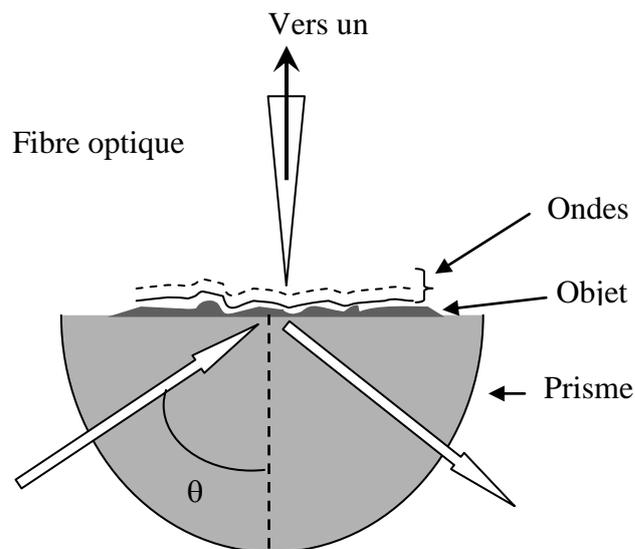
Par ailleurs, parmi l'ensemble des microscopes optique en mode collection, on en trouve un qui est à la fois particulier et à la fois intéressant de par son utilisation, c'est le microscope à effet tunnel photonique (PSTM, Photon Scanning Tunneling Microscopy). Il constitue un exemple d'application parfait 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.

### **1.6. Le microscope PSTM :**

Ce microscope est une configuration particulière des SNOM en mode collection[11, 12, 13, 14]. 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, Figure1.4. 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 [15, 16, 17]. 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 [15].



*Figure 1.5 : Principe de base du PSTM*

Le PSTM fonctionne le plus souvent dans le mode appelé « mode à intensité constante » [15, 18] dans ce cas, l'image restituée les déplacements de la sonde normaux à la surface et qui maintiennent l'intensité du champ évanescent constante au cours du balayage, Figure 1.6.

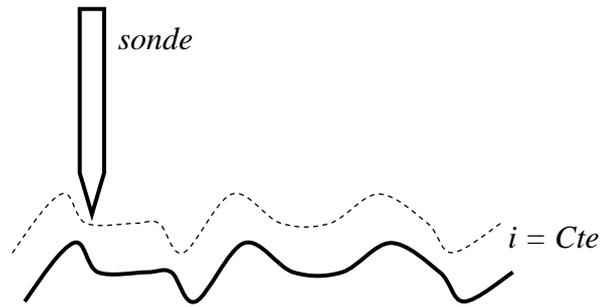


Figure 1. 6 : mode à intensité constante

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 propagatif et évanescent n'est perturbé par la présence d'aucun élément. Dans ce contexte, nous nous sommes proposés 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 propagatif 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. Ceci constitue le principe et l'objectif de notre travail, nous y reviendrons un peu plus loin dans le chapitre suivant.

## **1.7. 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.

## **Chapitre 2 : Plasmons de surface**

### **2.1. Introduction :**

La première occurrence de plasmons de surface dans la communauté scientifique remonte au début du XIXe siècle, lorsque R.W.Wood observe en 1902, des bandes sombres, appelées maintenant anomalies de Wood, dans le spectre de réflectivité de réseaux de diffraction [19]. Les maintenant anomalies de Wood, dans le spectre de réflectivité de réseaux de diffraction [20] ne permettaient pas d'expliquer ce phénomène. En 1941, U.Fano présente une première explication vectorielle du phénomène de diffraction, et introduit la notion d'onde de surface se propageant a vectorielle du phénomène de diffraction, et introduit la notion d'onde de surface se propageant a la surface de réseaux métalliques [21]. Ce n'est ensuite qu'en 1957 que Ritchie [22] parle pour la première fois de plasmon de surface et montre la possibilité de guider la lumière le long d'une première fois de plasmon de surface et montre la possibilité de guider la lumière le long d'une interface entre un métal et un diélectrique.

C'est en 1968 qu'apparaissent deux nouvelles techniques d'excitation des plasmons de surface, basées sur la réflexion totale interne. Ces deux méthodes assez proches ont été développées parallèlement par A. Otto [23] d'une part, et par la collaboration de E. Krestchmann et H.Raether [24].

A partir de cette date, la recherche sur les plasmons de surface s'est intensifiée, montrant leur utilité notamment dans la caractérisation de couches minces [25] ou le suivi de réactions à la surface d'un métal [26]. Conjointement se sont développés également les premiers capteurs plasmoniques, avec la première

mise en évidence de détection de gaz et de biomolécule avec une configuration de Kretschmann-Raether.

L'engouement pour la détection par résonance plasmonique de surface (ou SPR surface plasmon Résonance) s'explique par la capacité de tels dispositifs à détecter de très petites variations d'indices de réfraction, avec une très grande précision. Le montage reste basé sur une détection d'amplitude, facile à réaliser. Ces capteurs connaissent donc dans les années 80 un grand succès principalement dans le domaine biomédical, permettant par exemple de suivre en temps réel, et sans marqueurs fluorescents ou radioactifs, des interactions chimiques diverses.

Tous ses développements se basent sur une géométrie planaire pour l'excitation des plasmons notamment parce que les techniques de micro fabrication de l'époque ne permettaient pas de réaliser efficacement des nanostructures pouvant supporter l'excitation de plasmons de surface. Il faut attendre l'année 1998 et les travaux de T. Ebbesen [27] sur la transmission extraordinaire de lumière pour voir apparaître un regain d'intérêt vers l'excitation de plasmons à la surface de nanostructures métalliques. Avec l'aide de nouvelles techniques de micro et nano fabrication plus performantes et moins coûteuses, ces nanostructures trouvent de plus d'applications, puisqu'elles sont plus facilement miniaturisables (laboratoire sur puce), et elles offrent de nouvelles possibilités de guidage de la lumière pour des dimensions inférieures à la longueur d'onde.

Depuis une dizaine d'années, le développement de dispositifs plasmoniques et surtout nanoplasmoniques suit une évolution rapide rappelant celle de la microélectronique de la seconde moitié du XXe siècle. Un des grands défis de ce domaine est de converger vers des dispositifs portables, pour des diagnostics médicaux notamment, précis et rapides.

Lorsqu'un matériau est soumis à un champ électromagnétique, un couplage entre ce champ et la polarisation locale induite dans le matériau peut se produire. Cette excitation couplée est appelée polariton [28]. Lorsque le système polarisable est un gaz d'électrons libre (appelée plasma dans le modèle de Drude), c'est –à-dire lorsque ce matériau est un métal ou présente un caractère métallique, le couplage se produit avec des oscillations électroniques collectives et quantifiées. On utilise alors le terme de plasmon-polariton ou plus simplement plasmon.

On va décrire dans ce chapitre les différents types de plasmon et les applications des plasmons de surface localisé et délocalisé.

## 2.2. Les plasmons de volume :

Soit une onde électromagnétique de fréquence  $\omega$  interagissant avec un milieu métallique. La fonction diélectrique relie la constante diélectrique et la conductivité du métal qui dépendent toutes les deux de la fréquence de l'onde. Elle est défini par :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon(\omega) + i\sigma \frac{(\omega)}{\omega} = \tilde{\epsilon}' + i\tilde{\epsilon}'' \text{ (II-1)}$$

On remarque que cette fonction est complexe : sa partie réelle  $\epsilon'$  représente caractère inductif du métal alors que sa partie imaginaire décrit son caractère dissipatif lié aux pertes par effet Joule. La distribution des électrons dans un métal caractérise ses propriétés optiques, le modèle de Drude permet de décrire la contribution des électrons de conduction à la fonction diélectrique d'un métal.

En 1900, Paul Drude propose de modéliser un métal par l'association d'un réseau ionique et d'un gaz d'électrique libre. Ce modèle permet de déterminer la fonction diélectrique relative effective d'un métal :

$$\epsilon D(\omega) = \epsilon_{\infty} - (\omega_p^2)/(\omega^2 + i\omega\omega_c) \text{ (II-2)}$$

Où  $\epsilon_{\infty}$  désigne la permittivité relative du métal à des fréquences infinies,  $\omega_c$  un terme d'amortissement inversement proportionnel au temps de relaxation de l'électron et  $\omega_p$  la pulsation plasma, grandeur qui sera détaillée dans la section suivante. La partie réelle de la fonction diélectrique peut être positive ou négative (selon la fréquence) alors que la partie imaginaire est toujours positive.

Nous pouvons donc définir le plasmon comme une excitation collective d'électrons qui vont se comporter comme une seule particule. Il est possible de distinguer deux sortes de plasmons localisés.

La densité de charge liée au gaz d'électrons dans le métal peut se mettre à osciller dans tout le volume du métal. La fréquence propre de ce phénomène est la fréquence plasma.

Où  $n_e$  est la densité de charge,  $e$  la charge élémentaire d'un électron,  $m_e$  est la masse effective des électrons, et  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide. On associe alors à cette oscillation un quanta,  $\hbar\omega_p$ , que l'on appelle "plasmon de volume".

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m_e\epsilon_0}} \quad (\text{II-3})$$

### 2.3. Plasmon de surface :

Les plasmons de surface sont des oscillations quantifiées de plasma. Ils existent à l'interface entre un milieu métallique, le plus souvent un métal noble, et un milieu diélectrique. L'oscillation collective des électrons qui les constitue

coexiste avec le champ électromagnétique évanescent de chaque côté de l'interface. Un dispositif efficace et relativement simple d'excitation des plasmons de surface consiste à travailler en réflexion interne totale de lumière dans un prisme dont une face plate est recouverte d'une fine couche métallique.

Ces ondes sont principalement exploitées en (bio) physique et en (bio) chimie au travers de la résonance de plasmon de surface. Ce dossier détaille le formalisme mathématique

Permettant de décrire les plasmons de surface à une interface métal-diélectrique. Il s'attarde ensuite sur les moyens possibles pour exciter des plasmons de surface, dans le cas des interfaces planaires et cylindriques. Il fournit ensuite quelques considérations sur les plasmons de surface localisés. Finalement, quelques applications dans le domaine de la spectroscopie et des (bios) capteurs sont abordées.

La résolution des équations de l'électromagnétisme pour une onde incidente à une interface entre un métal et un diélectrique aboutit à une solution prévoyant l'existence de mode propres guidées, qui se traduisent par la présence d'ondes de surface, ou « plasmons de surface ». Elles résultent de l'oscillation quantifiée des électrons à la surface du métal.

C'est un phénomène dont la fréquence peut aller de 0 à  $\omega_p/2$ .

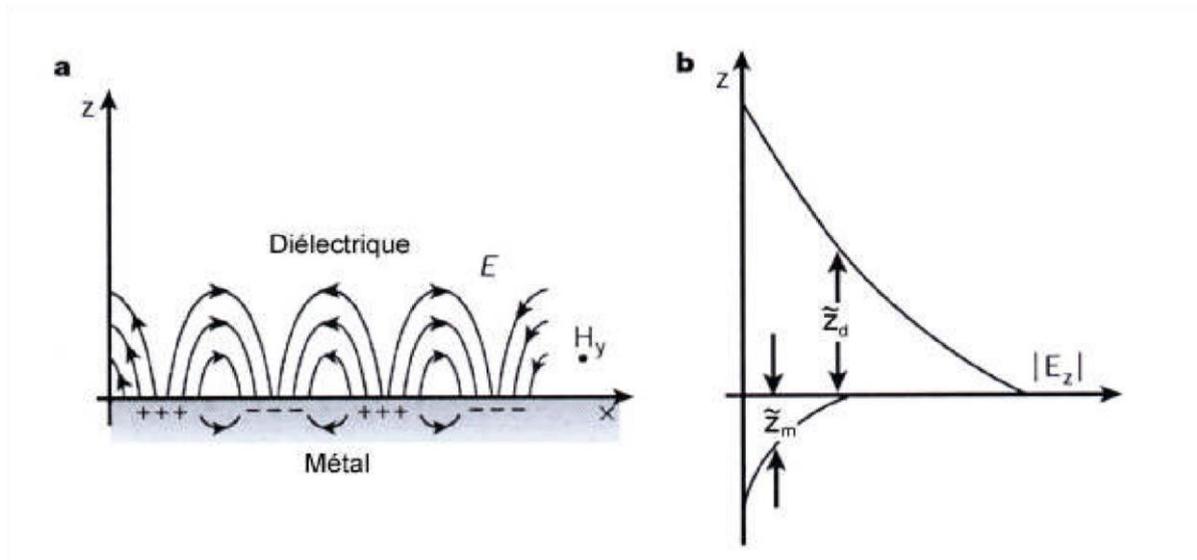


Figure 2.1 : Oscillations électroniques à l'interface métal /diélectrique

Ces plasmons de surface sont de 2 natures différentes :

- Plasmon de surface localisé.
- Plasmon de surface délocalisé.

### **2.3.1 Plasmon de surface localisé :**

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. Ces plasmons diffèrent des plasmons de surface délocalisés par différentes propriétés l'effet de taille ainsi que la nature des particules métalliques ont une influence marquante sur la condition de résonance [29]. Ces plasmons de surface sont radiatifs et peuvent se coupler directement avec la lumière. Ils présentent un fort confinement du champ électromagnétique au voisinage des particules métalliques et ils ne se propagent que sur des distances nanométriques.

Dans le champ d'investigation de l'optique, l'un des aspects particulièrement attractif des plasmons de surface est la façon dont ils peuvent concentrer et guider la lumière dans des structures de tailles plus petites que les longueurs d'onde. Cela permet d'une part de faire fortement interagir les plasmons de surface avec leur environnement comme dans le cas de matériaux à l'interface avec le métal. D'autre part, cela rend possible la réalisation de structures guidantes ou de composants complexes sub-longueur d'onde à base de plasmons de surface.

### **2.3.2. Plasmon de surface délocalisé :**

Sont des plasmons de surface se propageant sur des surfaces métalliques planes. Ce sont ceux que nous considérerons dans la suite.

Le principe du système de couplage pour l'excitation des plasmons de surface repose sur la modification du moment de l'onde incidente. Plus précisément il

faut augmenter le vecteur d'onde tangentiel de cette onde pour arriver au couplage. On peut distinguer 2 moyens d'arriver résultat.

#### **a) Couplage par prisme :**

##### **➤ Méthode (ATR)**

Comme nous venons de le voir, les polaritons de surface correspondent à des ondes non-radiatives et ne rayonnent donc aucun champ. De la même manière, nous ne pouvons pas exciter directement les ondes de surface avec une onde propagative incidente, en tout cas lorsque l'un des deux milieux est constitué par du vide. Ainsi, l'idée est d'utiliser un troisième milieu. Dans cette partie, nous allons d'écrire trois montages simples permettant d'exciter les ondes de surface : deux avec un prisme (configurations Kretschmann et Otto) et une avec une pointe en champ proche.

##### **➤ Configuration Otto [8] :**

Cette première configuration, appelée configuration Otto, 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, il y a réfraction à l'interface verre-métal et réflexion totale à l'interface métal-air. Le schéma de cette géométrie est présenté sur la figure 2.2(a).

La seconde configuration, appelée :

##### **➤ Configuration Kretschmann [31] :**

Kretschmann est d'écrite sur la figure 2.2(b). 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

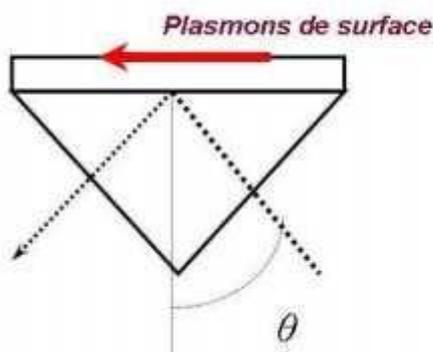
plasmon de surface sur la deuxième face de la couche métallique, à l'interface entre le métal et l'air.

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

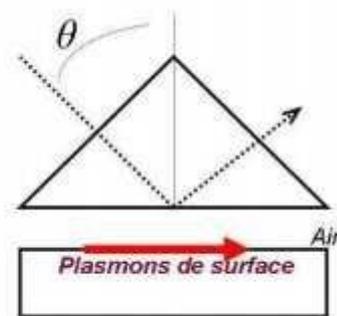
$$k_x = \sqrt{\epsilon_p} \sin \theta \quad (\text{II-4})$$

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

$$k_x = \sqrt{\epsilon_p} \frac{\omega}{c} \sin \theta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{\epsilon_m \epsilon_i}{\epsilon_m + \epsilon_i}\right)} \quad (\text{II-5})$$



(b) configuration de Kretschmann  
ded'Otto



(a) configuration

Figure 2.2 : Montages expérimentaux permettant d'exciter des ondes de surface avec un prisme.

Ce couplage est représenté sur la figure 2.3. 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 plasmon de surface à l'interface métal/diélectrique extérieur.

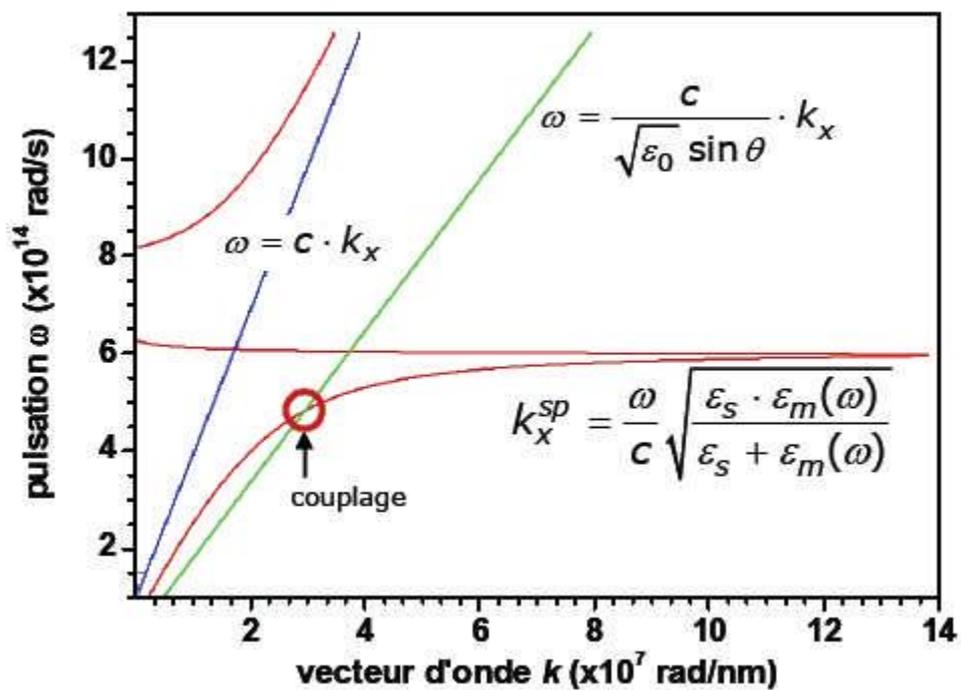


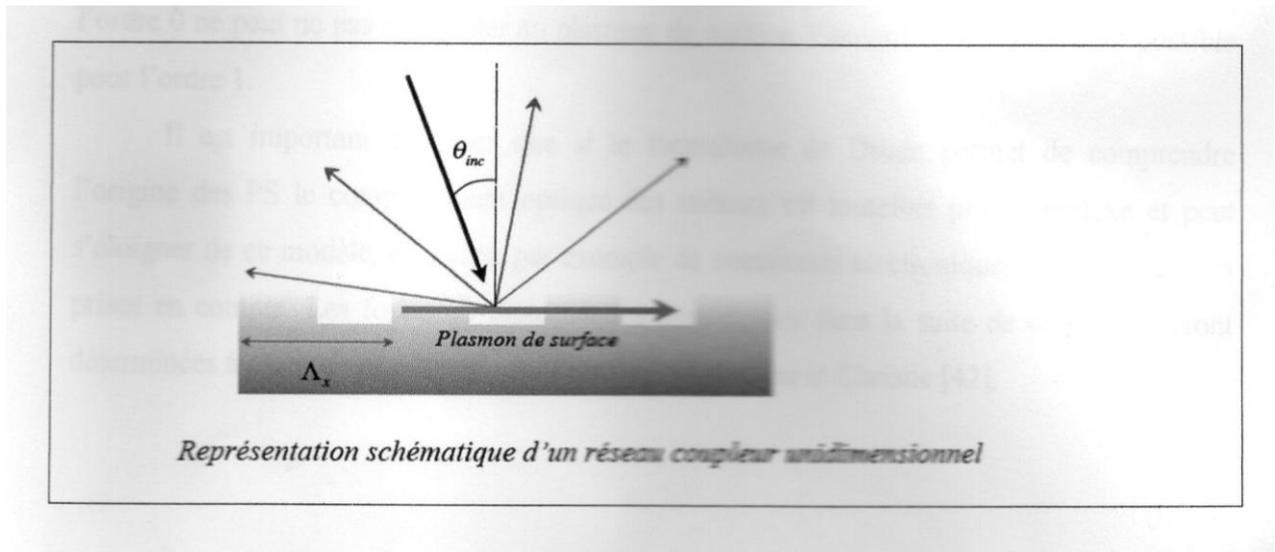
Figure 2.3 : Relation de dispersion des plasmons de surface pour un système

Prisme/métal

### b) 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  $\Lambda$ ) 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 :



$$k_{xp} = k_{xinc} + p \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{\omega}{c} \sin \theta + p \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (\text{II-6})$$

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 plasmonique devient alors possible pour certains ordres de diffraction.

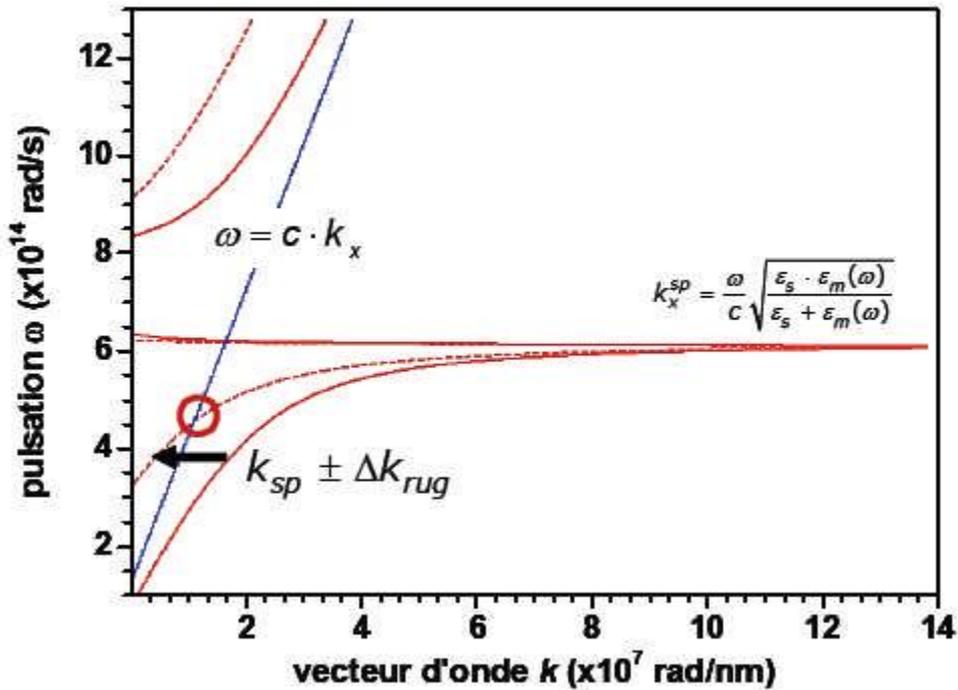


Figure 2.4 : Relation de dispersion des plasmons de surface pour un système prisme/métal/réseau

On voit sur la figure 2.4 que, dans le cas limite d'une incidence rasante ( $\sin\theta=1$ ), si l'ordre 0 ne peut pas se coupler au plasmon 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 partir de mesures expérimentales de Johnson et Chrison [32]

### **2.3. Conclusion :**

Nous avons montré dans ce chapitre que l'interface plane entre deux milieux pouvait supporter des ondes de surface sous certaines conditions : polarisation s(TE) du champ électrique, constante diélectrique négative et vérification de la relation de dispersion.

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 plasmon.

## Chapitre 3 : Méthode différentielle

### 3.1. Introduction :

Parmi les méthodes qui existent pour calculer l'intensité de la lumière diffractée on trouve :

- 1) Les méthodes microscopiques comme la théorie de la diffusion s'appuyant sur la théorie des fonctions de Green.
- 2) Les méthodes macroscopiques comme :
  - **Méthode des ondes planes** : cette méthode est basée sur la résolution des équations de Maxwell dans le domaine fréquentielle.
  - **Méthode FDTD (Finite Différence Time Domaine)** : cette technique a été introduite en 1966 [33] dans le but résoudre les équations de Maxwell dans le domaine temporel. Elle consiste à approcher les dérivées ponctuelles spatiales et temporelles.
  - **Méthode différentielle** : c'est un outil de calcul très performant pour étudier la diffraction de la lumière par un objet périodique. C'est une méthode rigoureuse, car elle utilise les équations de Maxwell dans toute leur généralité sans recourir à des approximations. Le but de ces méthodes est de modéliser la réponse de la matière (décrite par la fonction diélectrique) soumise à une excitation extérieure (un champ électrique par exemple). Il existe différentes variantes de la méthode différentielle mais toutes reviennent à développer en série de Fourier les champs électromagnétiques intervenant dans le problème. 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 antipropagatives réfléchis et transmis.

#### **- 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» [34.35].

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.
- 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) et bidimensionnels (2D), elle permet aussi l'étude des

structures plus complexes. Par exemple des réseaux recouverts d'une couche diélectrique [36], des coupleurs à réseaux ou des échantillons absorbants tels que les métaux. Elle est aussi adaptée à des objets non périodiques [38.39].

Les échantillons étudiés dans notre cas semblent bien adaptés à la méthode différentielle. En effet, ceux-ci sont des réseaux à 1D, composé de plots diélectriques (homogène) ou métallique de forme carrée. Nous donnons plus de détails sur la description de nos échantillons dans le dernné chapitre.

Dans ce qui suit, nous allons donner en détail la méthode différentielle à 1D en polarisation S, c'est le champ électrique perpendiculaire au plan d'incident.

### **3.2. Modèle théorique de la méthode différentielle à 1 D :**

Nous considérant un réseau diélectrique 1D supposé infini, de période « d », avec des traits orienté parallèlement à l'axe oy et la hauteur de la zone modulée est a.

Ce réseau divise l'espace en trois régions : Deux milieux homogènes semi-fini I et II d'indices de réfraction  $n_1$  et  $n_2$  respectivement réels et constants ; puis un troisième milieu inhomogène appelé zone modulée.

Nous définissons la zone modulée comme étant la zone où l'indice de réfraction 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.

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

Les propriétés électromagnétiques du réseau sont décrites par les fonctions susceptibilité magnétique  $\mu(y,z)$  et permittivité diélectrique  $\epsilon(y,z)$ . On suppose qu'en tout point de l'espace  $\mu(y,z) = \mu_0$ .

Soit une onde plane monochromatique, de fréquence angulaire  $\omega$  et de vecteur d'onde  $\vec{k}_1$  défini dans le plan (y o z).

Les composants de vecteur d'onde  $\vec{k}_1$  sont donnée par :

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

$$\|\vec{k}_1\| = K_1 = \frac{\omega}{c} n_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1$$

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

$$\exp j(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)$$

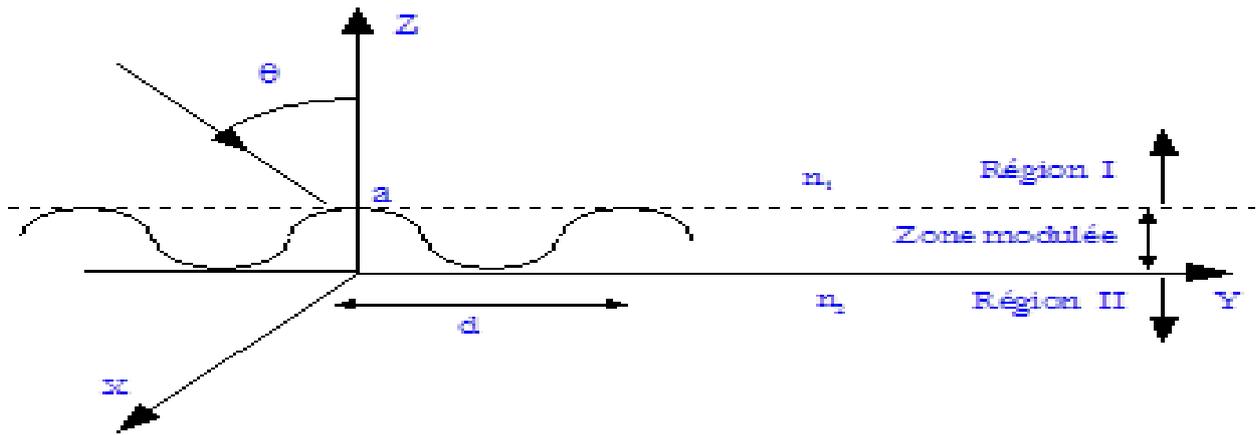


Figure 3.1: modèle théorique de la méthode différentielle à un réseau unidimensionnel

### 3.3. Cas d'une onde polarisée en mode T.E.

Dans ce cas, le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence, il s'écrit sous la forme :

$$\vec{E}_i(y, z) = \exp(j\vec{K}_1 \cdot \vec{r}) \vec{e}_x = \exp(j\beta y) \exp(-j\gamma z) \cdot \vec{e}_x \quad (\text{III-7})$$

Nous n'explicitons pas la dépendance en fonction du temps.

Pour des systèmes linéaires, la réponse d'un matériau soumis à un ensemble d'excitations agissant simultanément est la somme des réponses à chacune de ces excitations prises individuellement.

$$\text{Re } p \left\{ \sum_i (\text{excit.})_i \right\} = \sum_i \text{Re } p (\text{excit.})_i \quad (\text{III-8})$$

En tout point de l'espace, le champ total  $\vec{E}(y, z)$  est la somme du champ incident  $\vec{E}_i(y, z)$  et du champ diffracté  $\vec{E}^d(y, z)$  :

$$\vec{E}(y, z) = \vec{E}_i(y, z) + \vec{E}^d(y, z) \quad (\text{III-9})$$

La relation (8) nous permet d'écrire que si :

$$E_i(y, z) \rightarrow E^d(y, z) \quad (\text{III-9-a})$$

on peut déduire :

$$c.E_i(y,z) \rightarrow c.E^d(y,z) \quad (\text{III-9-b})$$

où c est un nombre complexe.

Puisque le champ a une seule composante, on peut omettre le signe vecteur.

A partir des relations (III-7), (III-8), (III-9), (III-9-a) et (III-9-b), on montre que le champ électrique, à une fonction exponentielle multiplicative près, est périodique, avec pour période d, soit :

$$E(y,z).exp -j\beta y = E(y+d, z).exp -j\beta (y+d) \quad (\text{III-10})$$

Ce qui signifie que la fonction  $E(y,z).exp -j\beta y$  est développable en série de Fourier, soit:

$$E(y,z).exp -j\beta y = \sum_{-\infty}^{+\infty} E_n(z) exp jnk y \quad (\text{III-11})$$

$$\text{Avec : } k = 2\pi/d \quad (\text{III-11-a})$$

La relation (11) implique :

$$E(y,z) = \sum_{-\infty}^{+\infty} E_n(z) exp j\beta_n y \quad (\text{III-12})$$

$$\text{Avec : } \beta_n = \beta + nK = K_l \sin\theta + nK \quad (\text{III-12-a})$$

Les équations de Maxwell relatives à notre problème s'écrivent :

$$\text{div } \vec{E} = \text{div } \vec{B} = 0 \quad (\text{III-13})$$

$$\text{rot } \vec{E} = j^0 \mu_0 \vec{H} \quad (\text{III-14})$$

$$\text{rot } \vec{H} = -j^0 \varepsilon(y,z) \vec{E} \quad (\text{III-15})$$

A partir des relations (III-13), (III-14) et (III-15), on établit l'équation de propagation du champ électrique suivante :

$$\Delta E(y, z) + a(y, z) E(y, z) = 0 \quad (\text{III-16})$$

Avec :

$$a(y, z) = \omega^2 \mu_0 \varepsilon(y, z) = \begin{cases} \frac{\omega^2}{c^2} n_1^2 & \text{si } z > a & (\text{III-16-a}) \\ \frac{\omega^2}{c^2} n^2(y, z) & \text{si } z \in [0, a] & (\text{III-16-b}) \\ \frac{\omega^2}{c^2} n_2^2 & \text{si } z < 0 & (\text{III-16-c}) \end{cases}$$

### 3.3.1. Résolution de l'équation de propagation dans les régions I et II

Des équations (III-16-a) et (III-12), l'équation (III-16) devient :

$$\frac{d^2}{dz^2} E_n(z) + (K_1^2 - \beta_n^2) E_n(z) = 0 \quad (\text{III-17})$$

En posant :

$$\chi_{1,n} = \sqrt{K_1^2 - \beta_n^2} \quad \text{Ou} \quad \chi_{1,n} = j\sqrt{\beta_n^2 - K_1^2} \quad \text{si } K_1^2 - \beta_n^2 < 0 \quad (\text{III-17-a})$$

La solution de l'équation (III-17) dans la région I est de la forme :

$$E_1(y, z) = \sum_{-\infty}^{+\infty} \left\{ A_n^{(1)} \exp(-j\chi_{1,n}z) \cdot \exp(j\beta_n y) + B_n^{(1)} \exp(+j\chi_{1,n}z) \cdot \exp(j\beta_n y) \right\} \quad (\text{III-18})$$

Le premier terme de l'expression (III-18) représente la somme des ondes propagatives se propageant dans la direction de l'onde incidente et les ondes "anti-évanescents" dont l'amplitude augmente quand z croît (ces ondes anti-évanescents n'interviennent que pour la résolution mathématique du problème

i.e. pour la détermination des matrices de transmission T et de réflexion R. Une fois connues ces deux matrices, ce terme est réduit au champ incident.)

Le second terme représente les ondes diffractées et les ondes évanescentes dont l'amplitude décroît quand z augmente, se propageant dans le sens opposé à l'onde incidente.

Dans la région II ( $z < 0$ ), en remplaçant  $K_1$  par  $K_2$  et  $\chi_{1,n}$  par  $\chi_{2,n}$  dans l'équation (III-17), la solution de l'équation de propagation devient :

$$E_2(y, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ A_n^{(2)} \exp(-j\chi_{2,n}z) \cdot \exp(j\beta_n y) + B_n^{(2)} \exp(+j\chi_{2,n}z) \cdot \exp(j\beta_n y) \right\} \quad (\text{III-19})$$

Avec:

$$\chi_{2,n} = \sqrt{K_2^2 - \beta_n^2} \quad \text{ou} \quad \chi_{2,n} = j\sqrt{\beta_n^2 - K_2^2} \quad \text{si} \quad K_2^2 - \beta_n^2 < 0 \quad (\text{III-20})$$

Puisque le deuxième milieu est semi-infini, l'onde de retour n'existe pas. L'équation (III-19) se ramène à :

$$E_2(y, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n^{(2)} \exp(-j\chi_{2,n}z) \cdot \exp(j\beta_n y) \quad (\text{III-21})$$

L'équation (III-21) représente une contribution des ondes propagatives et des ondes évanescentes, transmises dans le second milieu.

Les équations (III-18) et (III-21) sont appelées : développements de Rayleigh des champs  $E(y, z)$  dans les régions I et II où les inconnues sont  $A_n^{(1)}$ ,  $B_n^{(1)}$  et  $A_n^{(2)}$ . La détermination de ces constantes passe par la résolution de l'équation de propagation dans la zone modulée.

### 3.3.2. Résolution de l'équation de propagation dans la zone modulée

Dans la région  $[0, a]$ , le "pseudo" champ électrique  $\exp(-j\alpha y) \cdot E(y, z)$  et la fonction diélectrique  $\epsilon(r, \omega)$  s'écrivent en raison de leur périodicité comme suit (le champ électrique est donné par la relation (III-12)) :

$$a(y, z) = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n^2(y, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \gamma_n(z) \exp jnk_y \quad (\text{III-22})$$

En reportant les équations (III-12) et (III-22) dans l'équation (III-16) on obtient :

$$\frac{d^2}{dz^2} E_n(z) - \beta_n^2 E_n(z) + \sum_{n'=-\infty}^{+\infty} \gamma_{n-n'}(z) E_{n'}(z) = 0 \quad (\text{III-23})$$

L'équation (III-23) représente un système d'équations différentielles couplées.

En posant :

$$\frac{d}{dz} E_n(z) = \tilde{E}_n(z), \quad \forall n \in \mathfrak{N} \quad (\text{III-23-a})$$

L'équation (III-23) se transforme en un système d'équations différentielles d'ordre 1, soit :

$$\frac{d}{dz} \tilde{E}_n(z) = \beta_n^2 E_n(z) - \sum_{n'=-\infty}^{+\infty} \gamma_{n-n'}(z) E_{n'}(z), \quad \forall n \in \mathfrak{N} \quad (\text{III-23-b})$$

En formant le vecteur suivant :

$$\psi = \begin{pmatrix} E_n(z) \\ \tilde{E}_n(z) \end{pmatrix}$$

Les équations (III-23-a et III-23-b) se résument en une équation matricielle de la forme :

$$\frac{d}{dz} \underbrace{\begin{pmatrix} E_n(z) \\ \tilde{E}_n(z) \end{pmatrix}}_{\psi} = \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ \beta_n^2 - \sum_{n'=-\infty}^{+\infty} \gamma_{n-n'}(z) & 0 \end{pmatrix}}_V \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} E_n(z) \\ \tilde{E}_n(z) \end{pmatrix}}_{\psi} \quad (\text{III-23-c})$$

En supposant que le champ électromagnétique est suffisamment décrit par  $(2N+1)$  termes de son développement en série de Fourier, le vecteur  $\psi$  contient  $(2N+1)$  termes  $E_n(z)$  et  $(2N+1)$  termes  $\tilde{E}_n(z)$ . La matrice  $V$  est de dimension  $4(2N+1)^2$ .

La résolution du système (III-23) ou (III-23-c) se fait numériquement par la méthode de Runge-Kutta qui permet de trouver  $E_n(z)$  et  $\tilde{E}_n(z)$  en tout point dans la zone modulée une fois connues les conditions initiales  $E_n(0)$  et  $\tilde{E}_n(0)$ . Dans notre cas, la zone modulée débute de 0 et se termine en  $a$ . Pour effectuer le calcul dans la zone modulée on a besoin de  $E_n(0)$  et  $\tilde{E}_n(0)$  pour trouver  $E_n(a)$  et  $\tilde{E}_n(a)$  par intégration.

### 3.3.3. Equation de continuités :

Dans le cas des diélectriques, les composantes tangentielles du champ électromagnétique ainsi que leurs dérivés sont conservées en  $z = 0$  et  $z = a$  et ceci  $\forall y$ . A partir des équations (III-12), (III-18) et (III-20), nous obtenons les relations suivantes :

$$E_n(0) = A_n^{(2)} \quad (\text{III-24})$$

$$\left. \frac{d}{dz} E_n \right|_{z=0} = -j\chi_{2,n} A_n^{(2)} \quad (\text{III-25})$$

$$E_n(a) = A_n^{(1)} \exp(-j\chi_{1,n}a) + B_n^{(1)} \exp(j\chi_{1,n}a) \quad (\text{III-26})$$

$$\left. \frac{d}{dz} E_n \right|_{z=a} = j\chi_{1,n} \left\{ -A_n^{(1)} \exp(-j\chi_{1,n}a) + B_n^{(1)} \exp(j\chi_{1,n}a) \right\} \quad (\text{III-27})$$

Nous remarquons que les conditions initiales  $E_n(0)$  et  $\tilde{E}_n(0)$  dépendent des amplitudes  $A_n^{(2)}$  qui sont inconnues.

## 3.4. Principe de la méthode différentielle

### 3.4. a. Introduction des matrices R et T

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, comme suit :

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

La linéarité du problème de diffraction (linéarité des équations de Maxwell et les relations de continuité [82]) implique l'existence de matrices carrées notées  $M_A$ ,  $M_B$  et  $R$  telle que :

$$\psi_A^{(1)} = M_A \psi_A^{(2)} \Rightarrow \psi_A^{(2)} = M_A^{-1} \psi_A^{(1)} \quad (\text{III-28})$$

$$\psi_B^{(1)} = M_B \psi_A^{(2)} \Rightarrow \psi_B^{(1)} = M_B M_A^{-1} \psi_A^{(1)} \quad (\text{III-29})$$

$$\psi_B^{(1)} = R \psi_A^{(1)} \Rightarrow R = M_B M_A^{-1} \quad (\text{III-30})$$

De plus si on pose :

$$\psi_A^{(2)} = T \psi_A^{(1)} \quad (\text{III-31})$$

Les relations (III-28) et (III-31) permettent d'écrire :

$$T = M_A^{-1} \quad (\text{III-32})$$

Les matrices  $R$  et  $T$  sont appelées matrices de réflexion et de transmission respectivement. Elles permettent de trouver le champ électrique réfléchi dans la région I et transmis dans la région II, en fait c'est une généralisation des coefficients de réflexion et de transmission dans le cas des réseaux. Tenant compte des définitions de vecteurs  $\psi_A^{(1)}$ ,  $\psi_B^{(1)}$  et  $\psi_A^{(2)}$  et des relations (III-28) et (III-29), les conditions de continuité (III-24), (III-25), (III-26), et (III-27) deviennent ( $\forall n \in [N \ N]$ ) :

$$[E_n(0)] = \Psi_A^{(2)} = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ A_n^{(2)} \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} \quad (\text{III-33})$$

$$\left[ \frac{d}{dz} E_n \right]_{z=0} = -j \chi_{2,n} \Psi_A^{(2)} = -j \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ \chi_{2,n} A_n^{(2)} \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} \quad (\text{III-34})$$

$$[E_n(a)] = [A_n^{(1)} \exp(-j \chi_{1,n} a) + B_n^{(1)} \exp(+j \chi_{1,n} a)] \quad (\text{III-35})$$

$$\left[ \frac{d}{dz} E_n \right]_{z=a} = j \left[ \chi_{1,n} \left\{ -A_n^{(1)} \exp(-j \chi_{1,n} a) + B_n^{(1)} \exp(+j \chi_{1,n} a) \right\} \right] \quad (\text{III-36})$$

En inversant les équations (III-35) et (III-36), nous obtenons pour les matrices colonnes (en fonction des solutions du système différentiel) :

$$\Psi_B^{(1)} = \frac{1}{2} \left[ E_n(a) + \frac{1}{j \chi_{1,n}} \frac{d}{dz} E_n \right]_{z=a} \exp - j \chi_{1,n} a \quad (\text{III-35-a})$$

$$\Psi_A^{(1)} = \frac{1}{2} \left[ E_n(a) - \frac{1}{j \chi_{1,n}} \frac{d}{dz} E_n \right]_{z=a} \exp + j \chi_{1,n} a \quad (\text{III-36-a})$$

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-28) et (III-29), 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-30) et (III-32). 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-33), et calculer leurs images  $\psi_B^{(1)}$  et  $\psi_A^{(1)}$  en intégrant le système différentiel. Nous choisissons ces vecteurs sous la forme :

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

$\underbrace{\hspace{1.5cm}}_{2N+1 \text{ lignes}} \quad \underbrace{\hspace{1.5cm}}_{2N+1 \text{ lignes}} \quad \underbrace{\hspace{1.5cm}}_{2N+1 \text{ lignes}}$

En introduisant ces conditions dans le système (III-23-c), 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-35-a) et (III-36-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-30) et (III-32).

Une fois calculées ces deux matrices, on détermine le champ électrique transmis et réfléchi par les relations :

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

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

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 :

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

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

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

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

$$E(y, z) = \sum_n E_n^{2x-} \exp(-j \chi_{2,n} z) \cdot \exp(j \beta_n y) \quad (\text{III-37})$$

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

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

$$E^{1x}(y, z) = \sum_n E_n^{1x+} \exp(j \chi_{1,n} z) \cdot \exp(j \beta_n y) \quad (\text{III-38})$$

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

$$H_n^{I,y+} = \frac{\chi_{I,n}}{\omega \mu_0} E_n^{I,x+} \quad (\text{III-39})$$

$$H_n^{I,z+} = -\frac{\beta_n}{\omega \mu_0} E_n^{I,x+} \quad (\text{III-40})$$

On est ainsi capable de reconstituer le champ électromagnétique donc aussi bien le champ électrique que le champ magnétique n'importe où dans les deux zones homogènes. Il est aussi possible, par intégration (en reprenant la solution précédente), de calculer de nouveaux le champ électromagnétique n'importe où dans la zone modulée. La force de cette méthode provient de la décomposition en ondes de Rayleigh qui permet de scinder parfaitement les composantes évanescentes des composantes radiatives.

### 3.5. Applications

Le cas de polarisation (S) est le champ de plusieurs applications qui ont donné des résultats en accord avec d'autres méthodes. Dans le cas des réseaux diélectrique, cette méthode donne de très bons résultats. Par contre, dans les cas d'échantillons à réseaux métallique le problème de convergence et de stabilité est plus important.

### **3.6. Conclusion :**

En conclusion, on peut dire que la méthode différentielle est basée sur la décomposition du champ électrique en une série d'onde plane.

C'est une technique rigoureuse numérique car elle ne suppose pas d'expression perturbative du champ diffracté.

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 métallique.

## **Chapitre 4 : Résultat et discussion**

### **4.1 Introduction**

Cette étude de simulation, représente un avancement théorique majeur, autant pour ce qui est de la compréhension physique de l'interaction entre la lumière et la matière que pour ce qui est de fournir des informations intéressantes pouvant être utilisées dans de futures applications en nano-optique.

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 implémenté suivi de la présentation de notre modèle, c'est-à-dire nos échantillons.

### **4.2 Implémentation de la méthode de calcul**

Dans le but de mettre au point un programme qui reflète la méthode différentielle, nous avons choisi 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.

$Caa = dcplx(aa, nul)$

$h = aa / dble(NH)$

$th1rd = \pi / 3.6d + 02 * th1$

$k0 = \pi / lam$

$Ck02 = dcplx(k02, 0.0d0)$

$n12 = n1 * n1$

$n22 = n2 * n2$

$n1a2 = n1a * n1a$

$n1b2 = n1b * n1b$

$k12 = k02 * n12$

$k22 = k02 * n22$

$Ck12 = dcplx(k12, nul)$

$Ck22 = dcplx(k22, nul)$

$al0 = k0 * n1 * dsin(th1rd)$

$Cn12 = dcplx(n12, nul)$

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 laquelle 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 verrons plus loin en quoi consistent ces deux analyses.

### 4.3 Géométrie de la structure

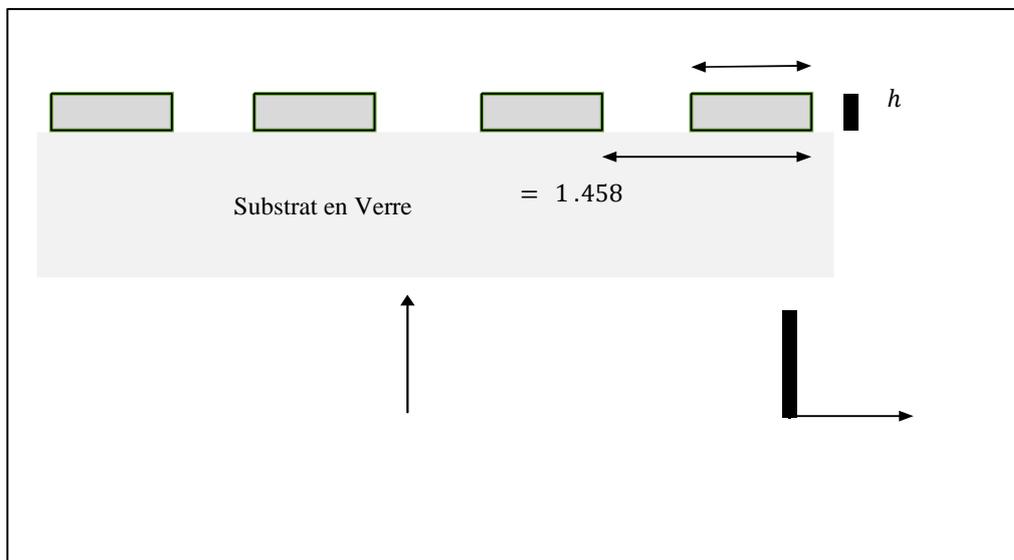


Figure 4.1 : Géométrie de la structure

Nous avons choisi de mener cette étude sur des structures identiques à celles réalisées expérimentalement par Schider et al [38], c'est des structures à 1 dimension, composée de pavé de largeur  $l = 4\mu\text{m}$  puis  $100\text{nm}$  et de hauteur  $h$  fixe de  $100\text{nm}$  pour les deux objets. Les objets sont déposés sur un substrat en verre d'indice  $n = 1.458$ , fig. 4.1

Dans ce mémoire nous avons étudié un seul métal noble qui est l'Or, et les valeurs de la permittivité diélectrique a été interpolée à partir des données expérimentales issues du Palik [39]. La structure est éclairée par une onde plane

monochromatique polarisée en mode TE où le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence.

#### 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.

<b>2N + 1</b>	<b>129</b>	<b>257</b>	<b>513</b>	<b>1025</b>	<b>2049</b>
<b>d = 12μm</b>	8.69400	8.90184 <b>(2.38%)</b>	8.91000 <b>(0.09%)</b>	-	-
<b>d = 24μm</b>	3.01600	4.36900 <b>(45%)</b>	4.47600 <b>(2%)</b>	4.48010 <b>(0.1%)</b>	4.48000 <b>(0%)</b>
<b>d = 48μm</b>	0.68300	1.50300 <b>(120%)</b>	2.18700 <b>(30%)</b>	2.24100 <b>(3%)</b>	2.24300 <b>(0.1%)</b>
<b>d = 100μm</b>	0.08000	0.30800 <b>(285%)</b>	0.69200 <b>(124%)</b>	1.04400 <b>(51%)</b>	1.07600 <b>(3%)</b>

Tableau .4.1 : Somme des efficacités transmises et leurs variations relatives

$$(T_{i+1} - T_i)/T_i, \text{ pour le réseau 1. Les valeurs } T_i \text{ sont multipliées par } 10^{-4}$$

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

*Tableau .4.2 : 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 évanescentes 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 :

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

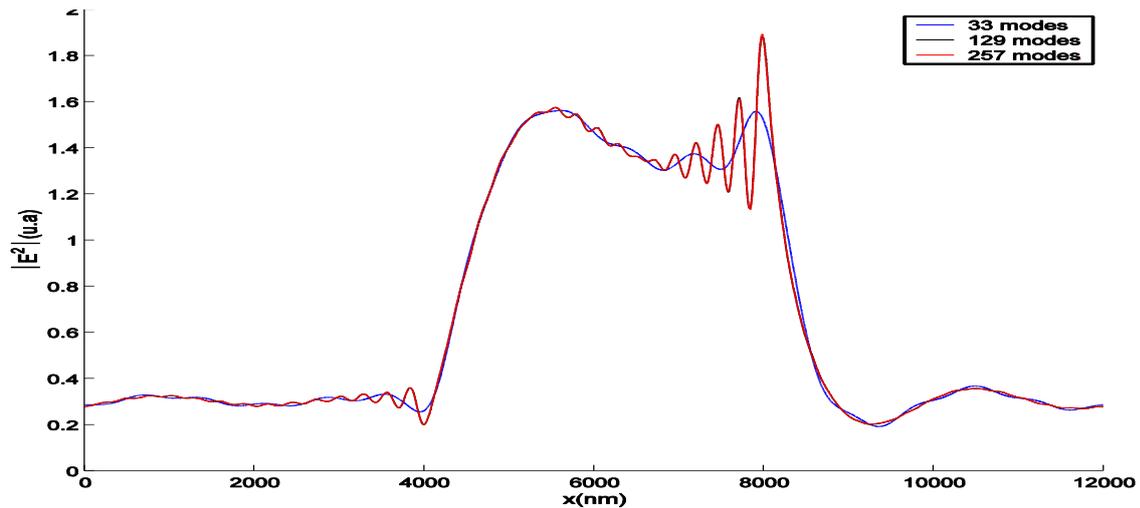
Où  $m$  décrit l'ensemble des modes propagatifs et évanescents choisis pour le calcul. Il est à noter que le champ électrique lié aux modes évanescents

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 enfin un 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 : Etude 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 de hauteur  $100\text{nm}$ , Nous remarquons sur cette image 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 33 modes, puis 129 modes et enfin 257 modes. Nous constatons que la courbe obtenue avec 129 modes (en noir) est confondue avec la courbe obtenue avec 257 modes (en rouge). Ainsi, nous pouvons dire que le nombre de mode suffisant pour décrire cette structure est de 129 modes. 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 le fait d'obtenir une belle image.

## 4.7. Influence de la partie imaginaire 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 imaginaire 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 imaginaire nulle. 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.

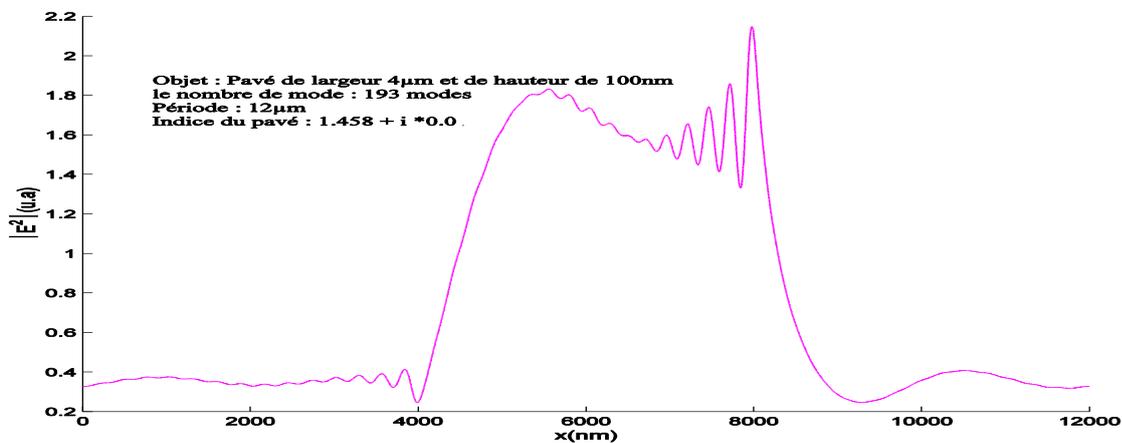


Figure 4.3 : Etude de la répartition de l'intensité du champ électromagnétique diffracté en champ proche au-dessus de l'objet.

#### 4.7.2 Calcul du champ électromagnétique diffracté par un métal d'indice de réfraction $n=1.458+i*0.2$

Dans cette partie, nous avons augmenté la partie imaginaire de 0.2 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 a diminuée. Dans la zone où le pavé est absent, le champ est très peu affecté.

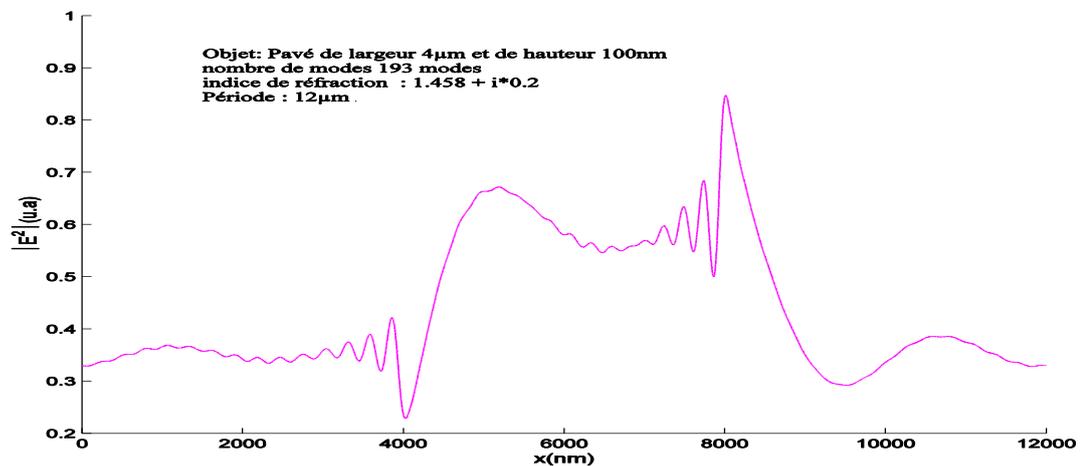


Figure4.4 : Spectre de l'intensité en fonction d'une distance  $X$  pour les structure Or/air/Or à la longueur d'onde  $\lambda=632.8nm$ .

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 métallique ayant un indice de réfraction  $n = 1.458 + i 0.5$ . Sur cette figure, nous remarquons que l'intensité située au-dessus de l'objet a fortement diminuée et au de-là du pavé, le champ est sensiblement le même.

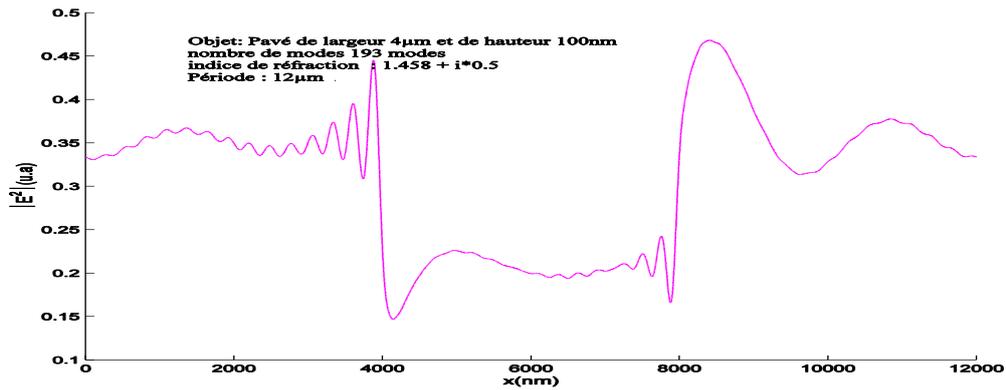


Figure 4.5 : Effet de l'indice du substrat au dessous de la structure métallique en Or

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 au-dessus de l'objet pour un des objets métalliques ayant des indices de réfractons  $n = 1.458 + i 1.0$  puis  $n = 1.458 + i 5.0$ . Sur ces figures, nous remarquons que le profil de l'intensité suit la même tendance de diminution au point où l'intensité située au-dessus de l'objet tend pratiquement vers zéro pour une partie imaginaire grande.

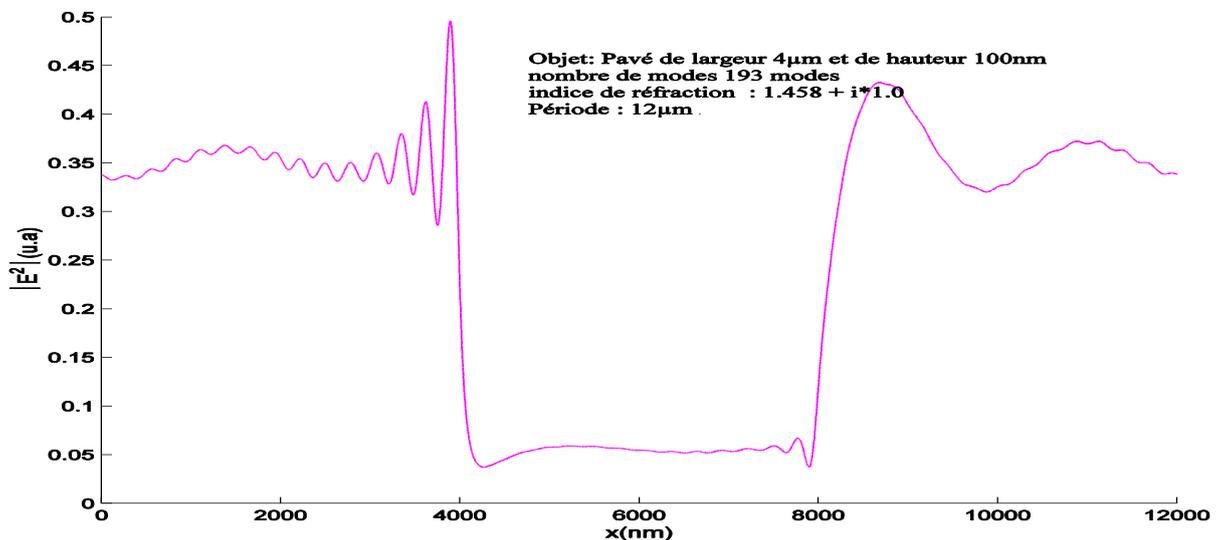


Figure 4.6 : Distribution de l'intensité du champ électromagnétique au dessus de la structure et dans son proche, calculée par la méthode différentielle.

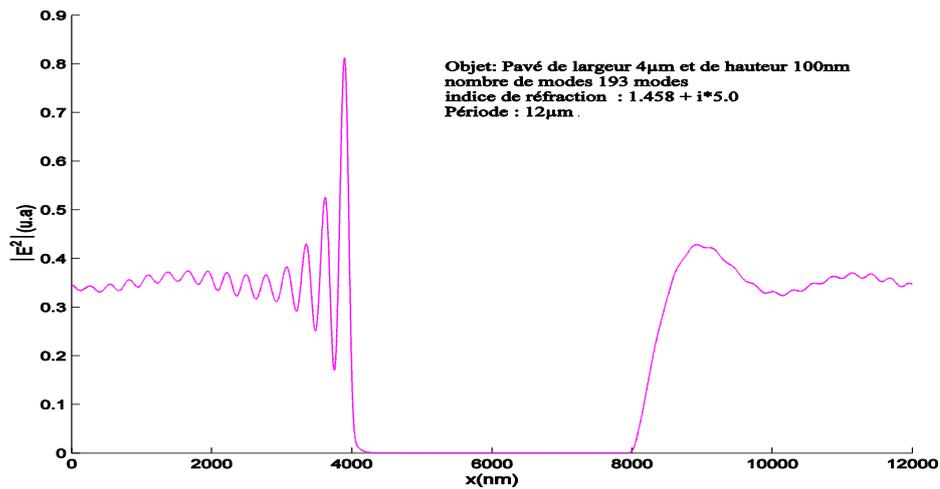


Figure 4.7 : Intensité du champ électromagnétique par un réseau métallique  $d=12\mu\text{m}$

#### 4.8. Champ diffracté par un réseau métallique en Or :

##### 4.8.1 Calcul du champ électromagnétique diffracté par un réseau métallique sur-longueur d'onde ( $n=0.149+i*3.64$ Objet : Pavé $L=4\mu\text{m}$ et $h=100\text{nm}$ )

Les résultats de cette étude sont reportés sur la figure 4.8. Sur cette figure, nous confirmons les conclusions précédentes et nous pouvons dire que la partie imaginaire de l'indice de réfraction induit une absorption du signal diffracté, proportionnelle à sa valeur.

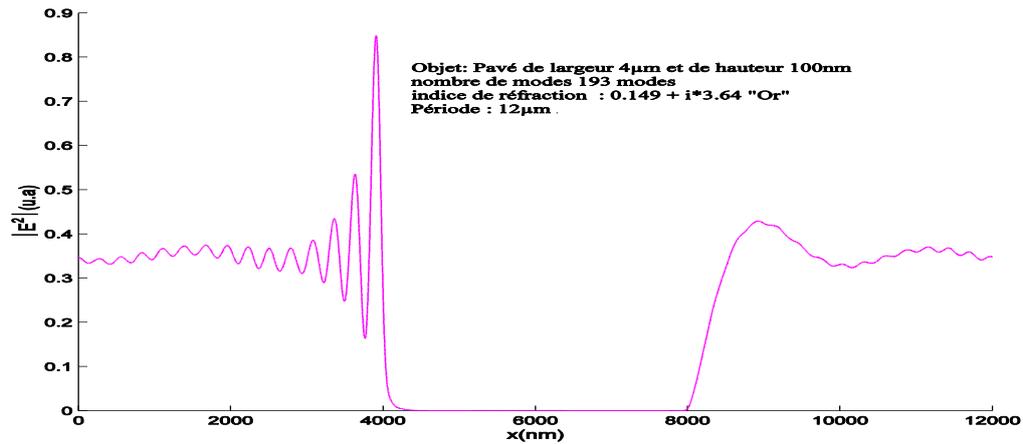


Figure 4.8 : Intensité du champ électromagnétique diffracté par un réseau métallique en Or,  $d=12\mu\text{m}$ , motif  $4\mu\text{m}\times 100\text{nm}$  et à une altitude de  $10\text{nm}$ .

#### 4.9. Champ électromagnétique diffracté par un réseau métallique en or sub-longueur d'onde ayant les caractéristique suivantes : largeur $l =$ hauteur $h = 100\text{nm}$ .

Le contexte principal de la microscopie optique à champ proche est d'étudier les objets ayant des dimensions inférieures à la longueur d'onde utilisée. 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 4.9 les résultats de cette étude et nous la comparons avec ceux de la figure 4.8.

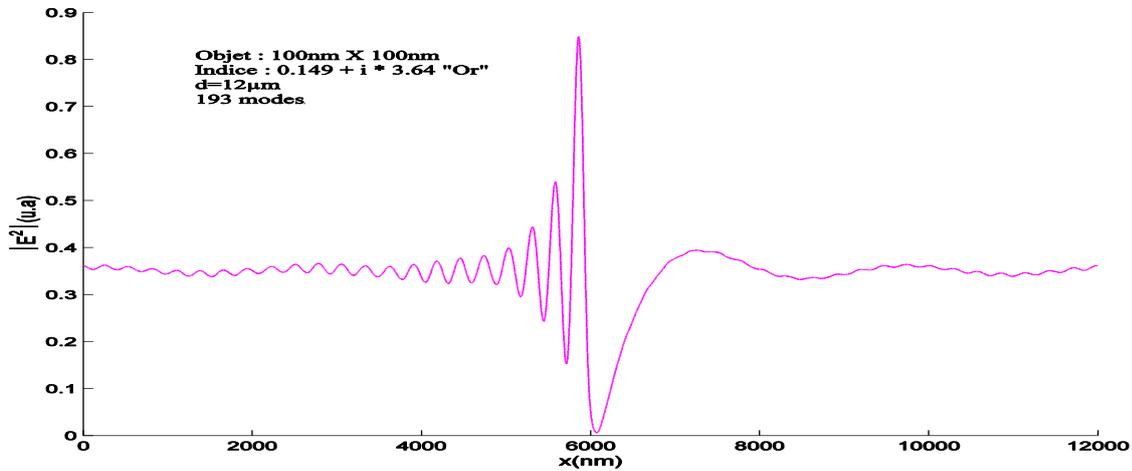


Figure4.9 : Intensité du champ diffracté par un réseau métallique  $d=12\mu\text{m}$ , motif  $100\text{nm} \times 100\text{nm}$

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. 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, dioptré et éclairage.

#### **4.10. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons vu que la méthode différentielle est une technique puissante pour étudier le champ électromagnétique diffracté par des réseaux et également des objets isolés. Dans ce cas, le paramètre essentiel qu'il faut en tenir compte c'est le nombre de modes, qui dépend principalement de la période. Notre étude a montré que la partie imaginaire dans l'indice de réfraction influe fortement sur l'allure signal calculé. Nous avons montré aussi que la forme de la répartition de l'intensité diffractée par un objet sub-longueur d'onde diffère de celle obtenue avec un objet sur-longueur d'onde.

## **Conclusion générale**

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.

Ensuite, nous allons parler que ce microscope PSTM nous donne des images expérimentales. Notre travail est de simuler ces images (je calcule théoriquement ces images) et les comparer avec les images expérimentales. Pour simuler les images PSTM, nous allons présenter une méthode de calcul convenable à notre échantillon pour décrire le champ diffracté par celui-ci.

Nous avons conclu le chapitre de cette thèse par la possibilité de coupler ces ondes de surface à des ondes propagatives et nous avons déduit une relation de dispersion qui relie la fréquence d'apparition du polariton avec les caractéristiques spatiales du champ électromagnétique.

Enfin nous avons vu que la méthode différentielle est une technique puissante pour étudier le champ électromagnétique diffracté par un réseau. Dans ce cas, le paramètre essentiel qu'il faut en tenir compte c'est le nombre de modes, qui dépend principalement de la période. Notre étude a montré que la partie imaginaire dans l'indice de réfraction influe fortement sur l'allure signal calculé.

Nous avons montré aussi que la forme de la répartition de l'intensité diffractée par un objet sub-longueur d'onde diffère de celle obtenue avec un objet sur-longueur d'onde.

## ***Bibliographies***

[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] E. Betzig, M. Isaacson and A. Lewis, Collection mode near field scanning optical microscopy, *Appl. Phys. Lett.* **51**, (1987), 2088.

[9] 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.

[10] Y. Inouye, S. Kawata, *J. de Micros.* **178**, (1995), 14.

[11] F. de Fornel, J. P. Goudonnet, L. Salomon, E. Lesniewska, "An evanescent field optical microscope", *Proc. SPIE*, **1139**, (1989), 77-84.

[12] D. Courjon, K. Sarayeddine, M. Spajer, "Scanning tunneling of optical microscopy", *Opt. Commun.*, **71**, (1989), 23.

[13] R. Reddick, R. J Warmack, T. L Ferrel, "New form of optical microscopy", *Phys. Rev. B.*, **39**, (1989), 767-770.

[14] L. Salomon, Théorie et mise au point d'un microscope à effet tunnel photonique, Thèse de Doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, France, Février 1991.

[15] F. de Fornel, Les ondes évanescentes en optique et en opto-électronique, cent : Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, ed. Eyrolles, Paris, 1998.

[16] Danial courjon & Claudine Bainier, Le champ proche optique, théorie et applications, Springer-Verlag France et France Télécom R & D, Paris, 2001.

[17]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.

[18] K.S Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equation in isotropic media," IEEE Transaction Antennas and Propagation, vol 14pp 302-307, 1966.

[19] R.W.Wood, "On a Remarkable case of Uneven Distribution of Light a Diffraction Grating Spectrum, "Proceedings of the Physical Society of London, vol.18,p.269,1902.

[20] U.Fano, « The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves.

On Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves), "J.Opt.Soc.Am, vol.31, pp.213-222, 1941.

[21] R.H.Ritchie, « Plasma Losses by Fast Electron in Thin Films, « Physical Reviens, vol.106, p.874, 1957.

[22] A.Otto, « Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection, "Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, vol.216, pp.398-410, 1968.

[23] E.Kretschmann and H.Raether, "Radiative decay of nonradiative surface plasmons excited by light, "Z.Naturforsch.A", vol.23, p.2135, 1968.

[24] I.Pockrand, J.G.Gordon II, and M.R.Philipott, "Surface plasmon spectroscopy of organic monolayer assemblies, "Surface, vol.74, pp.237-244, 1978.

[25] J.G.Gordon II and S.Ernt, "Surface plasmons" as a probe of the electrochemical interface," Surface Science, vol.3, pp.499-506, 1978.

[26] C.Nylander, B.Liedberg, and T.Lind, "Gas detection by means of surface plasmon resonance," Sensors and Actuators, vol.3, pp.79\_88, 1983 1982.

[27] T.W.Ebbesen, H.F.Ghaemi, T.Thio, and P.A.Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," Nature, vol.391, pp.667\_669, 1998.

[28] C.Viets, W.Hill, Journal of Molecular Structure 565-566,515(2001).

[29] M .Kanso, 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 (2008)

[30]A. Otto, Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection, Zeitschrift für Physik 216,398(1968)

- [31] E. Kretschmann et H. Raether, Zeitschrift Naturforsch 23a, 2135(1968)
- [32] P.B.Johnson and R.W.Christy, "Optical Constants of the Noble Metals," Physical Review B, vol.6, pp.4370, 1972.
- [33] K.S Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equation in isotropic media," IEEE Transaction Antennas and Propagation, vol 14pp 302-307, 1966.
- [34]M.Neviere, G.Cerutti-Maori and M.Cadilhac:Opt. Commun.3, 48(1971).
- [35]M.Neviere, M.Cadilhac and R.Petit: Ieee Trans. AP-21, 37(1973).
- [36]M.Neviere, D.Maystre and P.Vincent: J.Oot.8, 231-242(1977).
- [37]J.P.Hugonin, R.Petit: Opt. Commun.20, 360(1977).
- [38]J.P.Hungonin, R.Petit: Opt. Commun.22, 221 (1977).
- [39]A. Sentenac and J.J.Greffet, study of the features of the PSTM images by means of a perturbative approach, Ultramicroscopy, 57 (1995), 246-250.
- [40]M.Nevière and P. Vincent, 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.
- [41]N. Garcia and M. Nieto-vesperinas (1995), near field optics inverse scattering reconstruction of reflective surfaces, Opt. Lett., **18**, (1993) 2090-2092.

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

[43] 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 Microwaveguides*, Vol. 1 (Kluwer, Arc et Senans, 1993) pp. 59-70.

[44] Greffet (J.J.), Sentenac (A) and Carminati (R), surface profile reconstruction using near field data, *Opt. Comm.* 116, (1995), 20-24.

[45] Rahmani (A) and de Fornel (F), Near field optical probing of fluorescent microsphere using a photon scanning tunnelling microscope, *Opt. Comm.* **131**, (1996), 253-259.