



**HAL**  
open science

# Modélisation numérique et imagerie optique en champ proche par rétro-injection laser de guides d'onde plasmoniques

Matthieu Roblin

► **To cite this version:**

Matthieu Roblin. Modélisation numérique et imagerie optique en champ proche par rétro-injection laser de guides d'onde plasmoniques. Optique / photonique. Université de Caen, 2013. Français. NNT: . tel-00937778

**HAL Id: tel-00937778**

**<https://theses.hal.science/tel-00937778>**

Submitted on 28 Jan 2014

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**Université de Caen Basse-Normandie**

Ecole doctorale *SIMEM*

**Thèse de doctorat**

présentée et soutenue le : *19/12/2013*

par

***Matthieu Roblin***

pour obtenir le

**Doctorat de l'Université de Caen Basse-Normandie**

**Spécialité : *Milieux dilués et optique fondamentale***

**Modélisation numérique et imagerie optique en champ proche par rétro-injection laser de guides d'onde plasmoniques**

Directeur de thèse : *Hervé Gilles*

**Jury**

Marc Vallet, Professeur à l'Université de Rennes I (rapporteur)

Alfredo de Rossi, Ingénieur de recherche à Thalès Research and Technology (rapporteur)

Sylvain Girard, Maître de conférences à l'ENSICAEN (examineur)

Christian Dufour, Professeur à l'Université de Caen Basse-Normandie (examineur)

Gilles Renversez, Professeur à l'Université d'Aix-Marseille (examineur)



## Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP - UMR 6252, ENSICAEN-CNRS-CEA-Université de Caen Basse-Normandie). Je tiens à remercier sincèrement Hervé Gilles, Sylvain Girard et Mathieu Laroche pour m'avoir accueilli au sein de l'équipe LIOA (Lasers, Instrumentation Optique et Applications).

Je tiens à exprimer ma plus profonde gratitude à Sylvain Girard qui m'a fait entrer dans le monde de la recherche lorsque j'étais étudiant de master. J'ai appris une multitude de choses à ses côtés pendant mes deux stages de master et ces trois années de thèse. Les discussions que nous avons eues ces trois dernières années vont me manquer. Un grand merci encore d'avoir corrigé le manuscrit avec autant de soin.

Je souhaite également remercier l'ensemble des membres du jury. Alfredo de Rossi et Marc Vallet qui ont accepté d'être rapporteurs de cette thèse ainsi que Gilles Renversez qui a présidé ce jury.

Mes remerciements vont également à toutes les personnes ayant contribué à ce travail de thèse.

Je remercie vivement Christian Dufour et Julien Cardin pour m'avoir initié à la méthode FDTD et transmis leur code de calcul numérique qui a depuis été bien « trituré dans tous les sens ».

J'exprime ma profonde reconnaissance à Ulrike Lüders qui m'a « laissé les clefs » de la salle blanche. Cela m'a permis de fabriquer de nombreuses structures plasmoniques en totale autonomie par lithographie par faisceau d'électrons.

Je tiens à présenter aussi mes sincères remerciements à Bernadette Domenges du LaMIPS (Laboratoire de Microélectronique et Physique des Semiconducteurs) pour nous avoir gentiment usiné par FIB des fentes semi-circulaires sur nos échantillons.

Je remercie Cédric Fur qui a gentiment accepté de déposer nos couches métalliques, à de multiples reprises.

J'ai une pensée particulière pour toutes les personnes dont le soutien et la présence ont beaucoup compté pendant cette thèse. Merci à David pour sa gentillesse et tous ses conseils. Je garde d'excellents souvenirs de Madrid en votre présence. Nous aurons, je l'espère, plein d'occasions de se retrouver en Auvergne ou à Enghien, maintenant que nos thèses sont terminées. Merci à Alex et Benjamin, c'est génial que vous ayez pu venir à la soutenance. A quand le prochain voyage à Quiberon en Alpha Jet avec JF? Un grand merci aux frères Fabian pour m'avoir initié à sc2 même si pour l'instant j'ai surtout pris cher :F. Maintenant je connais une technique pour tuer trois hommes en un coup rien qu'avec des feuilles mortes ! Merci à tous les amis pour les nombreuses soirées que nous avons partagées ces trois dernières années.

Je tiens enfin à exprimer toute ma reconnaissance à ma famille pour son soutien permanent et son affection. Merci à Maman, même si en primaire j'en avais déjà ras le bol des études, je ne regrette pas d'avoir continué et d'avoir choisi le chemin le plus long. Si j'en suis arrivé là, c'est grâce à toi et Papa ! Merci à ma grande sœur Céline. Je garde de super souvenirs de quand nous étions tous les deux à Caen et des weekends au Havre. Merci pour toutes les superbes BD que tu m'as faites découvrir. Et merci à Patou et Domi avec qui on a passé de super moments.

Et je tiens enfin à remercier tout particulièrement ma petite Claire avec qui nous nous sommes mutuellement soutenus, durant cette dernière année, dans les moments difficiles mais surtout pour tous les super moments que nous avons passés pendant ces trois ans de thèse !



<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>1</b>
<b>I. ETUDE THEORIQUE ET MODELE ANALYTIQUE DE STRUCTURES PLASMONIQUES.....</b>	<b>5</b>
1. INTRODUCTION A LA PLASMONIQUE .....	5
2. ETUDE THEORIQUE DES MODES PLASMONIQUES SUR DES STRUCTURES PLANAIRES .....	11
A. <i>Etude d'une structure avec une simple interface Métal/Diélectrique</i> .....	11
a. Détermination de l'équation d'accord de phase .....	11
b. Etude de l'influence du métal et de la longueur d'onde sur les propriétés générales du SPP .....	14
c. Couplage du SPP en configuration de Kretschmann-Raether .....	17
B. <i>Etude d'une structure contenant deux interfaces successives</i> .....	19
a. Détermination de l'équation d'accord de phase .....	19
b. Etude de la double interface Silice/Au/Air .....	20
c. Etude de la double interface Silice/Au/Silice.....	23
C. <i>Etude d'une structure contenant trois interfaces successives :</i> .....	25
a. Détermination de l'équation d'accord de phase .....	25
b. Etude de la triple interface Silice/Cr/Au/Air .....	26
c. Etude de la triple interface Silice/Au/Polymère/Air .....	28
D. <i>Etude d'une structure contenant quatre interfaces successives :</i> .....	30
a. Détermination de l'équation d'accord de phase .....	30
b. Etude de l'interface Silice/Polymère/Au/Polymère/Air .....	30
E. <i>Généralisation pour un système contenant un nombre N quelconque d'interfaces</i> .....	34
3. MODELE DE L'INDICE EFFECTIF (MIE).....	35
A. <i>Présentation générale du MIE dans le cas d'un guide d'onde DLSP</i> .....	35
B. <i>Evolution des modes de propagation dans le guide d'onde DLSP en fonction de la largeur du ruban</i> .....	36
<b>II. SIMULATIONS NUMERIQUES 2D ET 3D DE STRUCTURES PLASMONIQUES.....</b>	<b>41</b>
1. MODELISATION DES MODES PLASMONIQUES AVEC UN SOLVEUR DE MODE .....	41
A. <i>Principe du solveur de mode</i> .....	41
B. <i>Choix de l'algorithme</i> .....	42
C. <i>Formalisme des matrices creuses</i> .....	44
D. <i>Etude d'un guide plasmonique sous forme d'une bande métallique d'or</i> .....	47
E. <i>Etude des guides d'onde DLSP</i> .....	49
F. <i>Etude des guides d'onde LRDLSPP</i> .....	52
2. SIMULATIONS NUMERIQUES FINITE-DIFFERENCE TIME-DOMAIN (FDTD).....	55
A. <i>Introduction</i> .....	55
B. <i>Principe des simulations FDTD selon l'algorithme de Yee</i> .....	56
C. <i>Discrétisation selon Yee</i> .....	58
D. <i>Mise en place de la boîte de calcul</i> .....	61
a. La PML (Perfectly Matched Layer).....	61
b. La source .....	62
c. La zone principale.....	62
E. <i>Comment simuler un milieu métallique ?</i> .....	62
F. <i>Choix du maillage adaptatif FDTD</i> .....	64
G. <i>Etudes de structures plasmoniques par FDTD 2D et 3D</i> .....	67
a. Transition d'une interface double Silice/Au/Air vers une interface triple Silice/Au/Polymère/Air .....	67
b. Transition d'un guide DLSP monomode vers une interface double Silice/Au/Air .....	71
c. Etude d'éléments passifs à base de guides DLSP .....	74
d. Etude de bande d'or dont la largeur est inférieure à la largeur de coupure .....	75

<b>III. MONTAGE EXPERIMENTAL .....</b>	<b>81</b>
1. INTRODUCTION A LA MICROSCOPIE EN CHAMP PROCHE OPTIQUE.....	81
2. METHODES D'EXCITATION DES PLASMON-POLARITONS DE SURFACE .....	87
A. <i>Introduction aux techniques d'excitation des SPP</i> .....	87
B. <i>Couplage en configuration de Kretschmann-Raether</i> .....	88
C. <i>Couplage par un réseau de diffraction</i> .....	90
D. <i>Couplage par un réseau de fentes concentriques</i> .....	91
3. ASSERVISSEMENT DE LA POSITION D'UNE MICRO-POINTE FIBREE .....	93
A. <i>Asservissement en position de la sonde</i> .....	93
B. <i>Fabrication de la micro-pointe fibrée</i> .....	96
C. <i>Phase d'approche et technique d'asservissement de la pointe</i> .....	99
4. INTERFEROMETRIE PAR RETRO-INJECTION LASER APPLIQUEE A LA DETECTION CHAMP PROCHE .....	102
A. <i>Introduction</i> .....	102
B. <i>Classification des lasers et choix du laser à fibre DFB erbium</i> .....	104
C. <i>Dynamique d'un laser de classe B à trois niveaux</i> .....	105
D. <i>Dynamique d'un laser de classe B à trois niveaux soumis à une rétro-injection optique décalée en fréquence</i> .....	107
E. <i>Décalage de la fréquence de la porteuse optique</i> .....	109
a. <i>Décalage par une paire de modulateurs acousto-optiques</i> .....	109
b. <i>Décalage par modulateur de phase</i> .....	110
F. <i>Etude du bruit en amplitude du laser à fibre DFB KOHERAS Basik C15</i> .....	111
G. <i>Vérification expérimentale des propriétés en détection par rétro-injection laser hétérodyne</i> .....	114
5. PRESENTATION DE L'ENSEMBLE DU MONTAGE ET DU MATERIEL UTILISE .....	117
<b>IV. RESULTATS EXPERIMENTAUX .....</b>	<b>125</b>
1. FABRICATION DE STRUCTURES PLASMONIQUES PAR LITHOGRAPHIE ELECTRONIQUE .....	125
A. <i>Introduction à la lithographie électronique</i> .....	125
B. <i>Dépôt du métal par pulvérisation cathodique (sputtering)</i> .....	129
C. <i>Préparation du masque numérique</i> .....	130
D. <i>Détermination de la dose</i> .....	131
E. <i>Etapes de fabrication de structures plasmoniques par LFE</i> .....	132
2. CARACTERISATION EXPERIMENTALE EN CHAMP PROCHE OPTIQUE DE BANDES D'OR POUR LE GUIDAGE DE SPP ET COMPARAISON AVEC LES CALCULS NUMERIQUES.....	136
A. <i>Réglages manuels préliminaires</i> .....	136
B. <i>Etude de la bande d'or de largeur 5<math>\mu</math>m</i> .....	137
C. <i>Evolution de la longueur de propagation en fonction de la largeur de la bande d'or</i> .....	140
D. <i>Imagerie en champ proche de fonctionnalités optiques simples</i> .....	142
3. CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE GUIDES D'ONDE DLSP .....	145
A. <i>Présentation de la première série de guides d'onde DLSP</i> .....	145
B. <i>Génération d'un SPP en configuration 1</i> .....	145
C. <i>Génération du SPP en configuration 2</i> .....	150
D. <i>Première tentative de couplage du mode TM00 en configuration de KR</i> .....	153
E. <i>Génération du mode TM00 en configuration de KR avec un substrat et un prisme à haut-indice</i> .....	155
<b>CONCLUSION .....</b>	<b>161</b>
<b>TABLE DES ILLUSTRATIONS : .....</b>	<b>165</b>
<b>ANNEXE I : MODELE DE DRUDE-LORENTZ .....</b>	<b>171</b>
<b>ANNEXE II : ALGORITHME DU MODELE PLANAIRE .....</b>	<b>175</b>

ANNEXE III : EQUATION AUX VALEURS PROPRES DU SOLVEUR DE MODE .....	176
ANNEXE IV : ETUDE D'UN GUIDE D'ONDE SEMI-CONDUCTEUR EN RUBAN.....	183
ANNEXE V : CONDITION DE STABILITE NUMERIQUE DU CODE FDTD .....	185
ANNEXE VI : EVOLUTION DE LA COMPOSANTE HY DE 5000 $\Delta$ T A 40000 $\Delta$ T .....	187
ANNEXE VII : EXEMPLE D'ELEMENTS INTEGRES PASSIFS CALCULES PAR FDTD-2D.....	188
ANNEXE VIII : TYPON DU MONTAGE DE CONDITIONNEMENT DE SIGNAL.....	189
ANNEXE IX : FACE AVANT DE L'IHM DU PROGRAMME LABVIEW .....	190
ANNEXE X : CORRECTEUR PID.....	191
ANNEXE XI : DONNEES CONSTRUCTEUR DU LASER A FIBRE DFB ET DE LA DIODE LASER DE POMPAGE.....	192
ANNEXE XII : COUPLAGE PAR RESEAU DE FENTES CONCENTRIQUES .....	194
REFERENCES .....	197





## Abréviations :

AFM	: <b>A</b> tomic <b>F</b> orce <b>M</b> icroscope Microscope à force atomique
AM	: <b>A</b> mplitude <b>M</b> odulation Modulation d'amplitude
AOM	: <b>A</b> cousto- <b>O</b> ptic <b>M</b> odulator Modulateur acousto-optique
ATR	: <b>A</b> ttenuated <b>T</b> otal <b>R</b> eflection Réflexion totale atténuée
BSE	: <b>B</b> ack <b>S</b> cattered <b>E</b> lectrons Electrons rétrodiffusés
CPP	: <b>C</b> hannel <b>P</b> lasmon- <b>P</b> olariton Plasmon-polariton en forme de V
DLSP	: <b>D</b> ielectric- <b>L</b> oaded <b>S</b> urface <b>P</b> lasmon- <b>P</b> olariton Guide d'onde plasmonique induit par un ruban diélectrique
DFM	: <b>D</b> ark <b>F</b> ield <b>M</b> icroscopy Microscopie en champ sombre
DMD	: <b>D</b> iélectrique- <b>M</b> étal- <b>D</b> iélectrique
EOM	: <b>E</b> lectro- <b>O</b> ptic <b>M</b> odulator Modulateur électro-optique
EM	: <b>E</b> lectro <b>M</b> agnétique
FDTD	: <b>F</b> inite- <b>D</b> ifference <b>T</b> ime- <b>D</b> omain Méthode des différences finies dans le domaine temporel
FVFD	: <b>F</b> ull- <b>V</b> ector <b>F</b> inite- <b>D</b> ifference
FIB	: <b>F</b> ocused <b>I</b> on <b>B</b> eam Faisceau d'ions focalisés
FS	: <b>F</b> requency <b>S</b> hift Décalage en fréquence
KR	: <b>K</b> retschmann- <b>R</b> aether
DEL	: <b>L</b> ight <b>E</b> mitting <b>D</b> iode Diode électroluminescente
LFE	: <b>L</b> ithographie par <b>F</b> aisceau d' <b>E</b> lectrons
LRDLSP	: <b>L</b> ong- <b>R</b> ange <b>D</b> ielectric- <b>L</b> oaded <b>S</b> urface <b>P</b> lasmon- <b>P</b> olariton Guide d'onde plasmonique à grande longueur de propagation induit par un ruban diélectrique
LRM	: <b>L</b> eakage <b>R</b> adiation <b>M</b> icroscopy Microscope à fuites radiatives
LRSP	: <b>L</b> ong- <b>R</b> ange <b>S</b> urface <b>P</b> lasmon- <b>P</b> olariton

Plasmon-polariton de surface à grande longueur de propagation

LSP	: <b>Localized Surface Plasmon</b> Plasmons de surface localisés
MD	: <b>Métal-Diélectrique</b>
MDM	: <b>Métal-Diélectrique-Métal</b>
MEB	: <b>Microscope Electronique à Balayage</b>
MIE	: <b>Modèle de l'Indice Effectif</b>
OPA	: <b>One-Photon Absorption</b> Absorption à un photon
PE	: <b>Primary Electrons</b> Electrons primaires
PLL	: <b>Phase-Locked Loop</b> Boucle à verrouillage de phase
PML	: <b>Perfectly Matched Layer</b>
PSTM	: <b>Photon Scanning Tunneling Microscopy</b> Microscopie à balayage de sonde par effet tunnel optique
SE	: <b>Secondary Electrons</b> Electrons secondaires
SERS	: <b>Surface Enhanced Raman Spectroscopy</b> Diffusion Raman exaltée par effet de surface
SC	: <b>Semi Conducteur</b>
SF	: <b>Shear Force</b>
SNOM/NSOM	: <b>Near-field Scanning Optical Microscope</b> Microscopie en champ proche optique par balayage de sonde
SPASER	: <b>Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation</b> Amplification de plasmon de surface par émission stimulée
SPP	: <b>Surface Plasmon-Polariton</b> Plasmon-polariton de surface
STM	: <b>Scanning Tunneling Microscope</b> Microscope à effet tunnel
TE	: <b>Transverse Electrique</b>
TM	: <b>Transverse Magnétique</b>

## Introduction

Depuis une vingtaine d'années, le transport d'informations sur de longues distances à haut débit s'effectue par voie optique avec l'avènement des technologies basées sur la fibre optique. Néanmoins, le traitement des signaux transportés par fibre optique est toujours effectué par des circuits intégrés issus des technologies de la microélectronique. L'interface entre les composants intégrés de microélectronique, qui sont aujourd'hui gravés sur des échelles de quelques dizaines de nanomètres, et les composants d'optique à base de fibres optiques, dont les dimensions sont limités par les effets de diffraction à des échelles de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, nécessite le développement de nouveaux composants hybrides permettant une adaptation d'échelle. Dans le domaine spectral actuellement le plus utilisé pour les télécommunications optiques, soit dans la bande C optique autour de  $\lambda=1,53-1,565 \mu\text{m}$ , la largeur minimale atteignable avec des guides d'onde diélectriques (de l'ordre de  $\approx\lambda/2$ ) est beaucoup plus grande que les dimensions des composants élémentaires obtenus actuellement en microélectronique (22nm pour les transistors implantés dans les microprocesseurs\*). La plasmonique permet, grâce à un confinement de la lumière sur une échelle largement inférieure à la limite imposée par la diffraction, de combler l'écart d'échelle entre les composants optiques classiques et les circuits intégrés électroniques. Des guides d'onde plasmoniques pourraient alors être utilisés comme ports d'interconnexion entre deux circuits intégrés électroniques ou entre un circuit électronique et une liaison par voie optique (fibre optique) ce qui permettrait d'augmenter considérablement le débit de l'interconnexion tout en s'affranchissant des problèmes résistifs et capacitifs liés aux interconnexions électriques à haute fréquence.

La mise au point des composants plasmoniques nécessitent :

- des outils de calculs numériques adaptés à l'étude de l'interaction d'ondes électromagnétiques se propageant dans des milieux diélectriques et métalliques ;
- des outils de nano-fabrication généralement proches de ceux utilisés dans la fabrication des circuits intégrés en microélectronique ;
- des outils de caractérisation optique adaptés à l'étude expérimentale du champ optique évanescent localisé à proximité de leur surface.

En particulier, la microscopie en champ proche optique (SNOM) est un outil privilégié pour une détection directe d'un champ optique évanescent réparti sur la surface d'un composant plasmonique. Cette technique d'imagerie permet de s'affranchir en plus des limites de résolution imposées par la diffraction en microscopie classique et ainsi de cartographier directement, avec une résolution sub-longueur d'onde, la répartition du champ évanescent à la surface du composant (en configuration « PSTM »).

L'objectif de ces travaux de thèse a été de développer et d'adapter les différents outils de calculs numériques, de nano-fabrication et de caractérisation optique par microscopie en champ proche optique nécessaires à l'étude complète de structures plasmoniques intégrés.

Le manuscrit est organisé en quatre chapitres :

Le chapitre I commencera par une présentation générale de la plasmonique qui permettra d'introduire le concept de plasmon-polariton de surface (SPP), les avancées historiques majeures qui ont conduit à l'essor de ce domaine ainsi que les principales applications qui en ont découlées ou qui

---

\* <http://www.intel.com/content/www/us/en/silicon-innovations/intel-22nm-technology.html>

sont étudiées actuellement. Cette introduction sera l'occasion de présenter un état de l'art des structures de guides d'onde plasmoniques intégrés. Un modèle analytique simple sera ensuite mis en place de manière à interpréter le fonctionnement de structures plasmoniques planaires multicouches présentant des complexités croissantes. Ce modèle analytique permet d'effectuer une étude préliminaire de plusieurs structures de guides d'onde optiques plasmoniques en 2D.

Ce modèle planaire sera ensuite complété par une étude plus poussée proposée dans le chapitre II nécessitant l'utilisation de simulations numériques utiles pour concevoir des structures guidantes plus complexes mais également pour interpréter physiquement les propriétés optiques de ces structures. Un solveur de mode intégralement développé pendant la thèse sera présenté puis utilisé pour étudier plusieurs catégories de guides d'onde comprenant des bandes métalliques simples, des guides d'onde Dielectric-Loaded Surface Plasmon-Polariton (DLSPP) ainsi que des guides d'onde Long-Range Dielectric-Loaded Surface Plasmon-Polariton (LRDLSPP). Un code FDTD (Finite-Difference Time-Domain) combiné avec le modèle planaire et le solveur de mode permettra enfin de compléter l'étude des guides d'onde plasmoniques mais également d'étendre cette étude à d'autres structures plasmoniques dans un espace en 2D ou 3D.

Le chapitre III est consacré à une présentation du montage de microscopie en champ proche optique fonctionnant à la longueur d'onde  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  et adapté pendant ces travaux de thèse à la caractérisation du champ optique évanescent localisé à la surface des composants plasmoniques. Après une introduction générale sur la microscopie en champ proche optique, ce chapitre détaillera le montage SNOM développé au CIMAP. On commencera par exposer les différentes méthodes d'excitation du SPP qui ont été utilisées pour coupler efficacement la lumière sur les structures plasmoniques. Ensuite, la technique d'asservissement de position utilisée pour maintenir constante la distance entre la micro-pointe prélevant le champ optique et la surface de l'objet d'intérêt sera expliquée. Enfin, la technique originale d'interférométrie par rétro-injection laser utilisée pour mesurer simultanément l'amplitude et la phase du champ EM optique collectée par la sonde dans le montage SNOM sera détaillée. Ce chapitre se conclura par un récapitulatif du fonctionnement du montage comprenant une présentation de l'ensemble du matériel et des développements logiciels réalisés ainsi que des tests préliminaires effectués pour qualifier ce montage d'imagerie en champ proche optique.

Le dernier chapitre présentera les structures plasmoniques qui ont été fabriquées puis caractérisées expérimentalement par détection en champ proche optique à  $\lambda=1,55\mu\text{m}$ . La première partie de ce chapitre sera dédiée à la présentation des outils de fabrication (dépôt de couches métalliques par pulvérisation cathodique, lithographie électronique, gravure ionique) utilisés pour réaliser ces motifs en salle blanche. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude des structures de bandes métalliques. Plusieurs motifs caractérisés expérimentalement avec le SNOM seront présentés puis des comparaisons seront effectuées avec les simulations numériques. Enfin, dans la troisième partie de ce chapitre, plusieurs séries de guides d'onde DLSPP seront étudiées sur lesquels différents modes plasmoniques ont pu être observés en configuration de KR.

# CHAPITRE I : Etude théorique et modèle analytique de structures plasmoniques

---

<b>1. INTRODUCTION A LA PLASMONIQUE .....</b>	<b>5</b>
<b>2. ETUDE THEORIQUE DES MODES PLASMONIQUES SUR DES STRUCTURES PLANAIRES .....</b>	<b>11</b>
A. ETUDE D'UNE STRUCTURE AVEC UNE SIMPLE INTERFACE METAL/DIELECTRIQUE .....	11
a. Détermination de l'équation d'accord de phase.....	11
b. Etude de l'influence du métal et de la longueur d'onde sur les propriétés générales du SPP.....	14
c. Couplage du SPP en configuration de Kretschmann-Raether.....	17
B. ETUDE D'UNE STRUCTURE CONTENANT DEUX INTERFACES SUCCESSIVES .....	19
a. Détermination de l'équation d'accord de phase.....	19
b. Etude de la double interface Silice/Au/Air.....	20
c. Etude de la double interface Silice/Au/Silice .....	23
C. ETUDE D'UNE STRUCTURE CONTENANT TROIS INTERFACES SUCCESSIVES :.....	25
a. Détermination de l'équation d'accord de phase.....	25
b. Etude de la triple interface Silice/Cr/Au/Air.....	26
c. Etude de la triple interface Silice/Au/Polymère/Air.....	28
D. ETUDE D'UNE STRUCTURE CONTENANT QUATRE INTERFACES SUCCESSIVES : .....	30
a. Détermination de l'équation d'accord de phase.....	30
b. Etude de l'interface Silice/Polymère/Au/Polymère/Air.....	30
E. GENERALISATION POUR UN SYSTEME CONTENANT UN NOMBRE N QUELCONQUE D'INTERFACES .....	34
<b>3. MODELE DE L'INDICE EFFECTIF (MIE).....</b>	<b>35</b>
A. PRESENTATION GENERALE DU MIE DANS LE CAS D'UN GUIDE D'ONDE DLSPP .....	35
B. EVOLUTION DES MODES DE PROPAGATION DANS LE GUIDE D'ONDE DLSPP EN FONCTION DE LA LARGEUR DU RUBAN .....	36



L'objectif de ce premier chapitre est d'introduire les principaux concepts permettant d'interpréter le fonctionnement de structures plasmoniques planaires. Après une introduction générale sur la plasmonique, les principales propriétés des plasmon-polaritons de surface (SPP) se propageant sur des interfaces de type métal/diélectrique (MD) seront présentées à l'aide d'un modèle analytique simple. Cette première approche permettra en particulier de calculer les modes propres de propagation susceptibles d'apparaître sur des structures planaires multicouches et d'effectuer une étude préliminaire de plusieurs structures de guides d'onde optiques planaires présentant des complexités croissantes. Ce modèle sera ensuite complété dans le chapitre II par une étude plus poussée nécessitant l'utilisation de programmes de simulations numériques.

## 1. Introduction à la plasmonique

La plasmonique est une discipline de l'optique assez récente qui s'intéresse à l'étude des composants d'optique micro ou nano-structurés permettant un confinement du champ optique sur des échelles sub-longueur d'onde par l'intermédiaire d'une interaction entre une onde électromagnétique (EM) dans le domaine des fréquences optiques (qq. 100THz) et un gaz d'électrons libres dans un métal noble<sup>1,2,3</sup>. Parmi les différents composants développés, plusieurs dispositifs utilisent des ondes de surface appelées plasmon-polaritons de surface (SPP). Ces SPP résultent du couplage entre l'oscillation collective d'un gaz de charges libres - le plasm(a électro)n ou « plasmon » - confiné dans un métal présentant une conductibilité électrique très élevée et une onde EM polarisée transverse magnétique (TM ou p) - le « polariton ». Dans le domaine optique, la formation d'un SPP correspond à une onde EM qui ne peut pénétrer en profondeur dans le métal. Le phénomène reste alors confiné en surface d'où le nom de « Plasmon-Polariton de Surface ».

La particularité d'un SPP est que la longueur d'onde effective associée  $\lambda_{\text{eff}}$  peut être beaucoup plus faible que la longueur d'onde  $\lambda$  de l'onde EM en propagation libre utilisée initialement pour le générer. En conséquence, contrairement à des structures purement diélectriques (cristaux photoniques, guides diélectriques ou fibres optiques), il devient possible de confiner le champ EM suivant des dimensions très petites devant la longueur d'onde (confinement transverse sub-longueur d'onde ou sub- $\lambda$ ) ce qui offre deux propriétés très intéressantes pour des applications pratiques : d'une part cela permet de générer, guider, moduler et détecter de la lumière sur des dimensions pouvant être très inférieures à la limite imposée par la diffraction, et d'autre part cela autorise également à concentrer des champs EM de fortes intensités dans un tout petit volume, permettant par exemple d'exalter l'interaction lumière-matière. Ces deux propriétés spécifiques des SPP ont abouti à de nombreux développements ces vingt dernières années dans le domaine de la plasmonique.

La première observation expérimentale de SPP dans le domaine optique remonte au début du XX<sup>ème</sup> siècle lorsque R. W. Wood a mis en évidence des anomalies dans le spectre en réflexion de réseaux de diffraction métalliques<sup>4,5</sup>. Ces anomalies de Wood se traduisent par l'absence de certaines longueurs d'onde dans le spectre diffracté par des réseaux métalliques pour une onde optique incidente polarisée transverse magnétique (TM). Malgré quelques tentatives pour expliquer ces phénomènes au moment de leur découverte, en particulier par Lord Rayleigh<sup>6</sup>, ces effets ne seront interprétés physiquement que beaucoup plus tard par R. H. Ritchie. En 1957, à partir de différents travaux expérimentaux et théoriques, Ritchie<sup>7</sup> démontre l'excitation de plasmons lors du passage d'électrons rapides (qq keV) au travers d'une feuille de métal. Mais ce n'est qu'en 1968 qu'il



interprète physiquement les anomalies observées par Wood<sup>8</sup>. La même année paraissent les travaux d'A. Otto<sup>9</sup> et de E. Kretschmann et H. Raether<sup>10</sup> qui proposent deux configurations expérimentales permettant de maîtriser la génération artificielle de ces ondes optiques de surface à l'interface entre un métal noble et un milieu diélectrique.

L'une des premières applications pratiques exploitant le confinement local du champ EM obtenu dans une structure plasmonique a été la diffusion Raman exaltée par effet de surface (SERS). Elle fut mise en évidence par M. Fleischmann en 1974 sur de la pyridine adsorbée sur une surface d'argent rendue rugueuse par voie électrochimique<sup>11</sup>. Il s'agit d'une technique spectroscopique qui utilise l'effet Raman pour obtenir des informations sur la composition de molécules biologiques ou chimiques déposées sur des nanostructures métalliques (ou sur une surface métallique rugueuse). Ces nanostructures agissent comme des antennes en convertissant la lumière radiative incidente en SPP et en la confinant localement. Elle subit alors une diffusion Raman par interaction avec les molécules situées juste à proximité de la structure métallique. La lumière diffusée se trouve alors amplifiée par la nanostructure métallique. Cette double exaltation successive aboutit à un signal Raman de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à celui obtenu en l'absence de couplage avec la structure métallique. En 1974, Fleischmann obtint ainsi un signal Raman exalté d'un facteur  $\approx 10^3$ . L'utilisation de nanoparticules métalliques a grandement contribué à améliorer la sensibilité des détecteurs de molécules chimiques ou biologiques qui permettent aujourd'hui d'accéder à de nombreux paramètres chimiques à l'échelle moléculaire<sup>1</sup>. Dans les configurations SERS actuelles, cette exaltation peut atteindre un facteur  $10^{14}$  à  $10^{15}$ , suffisamment intense pour détecter des molécules uniques<sup>12</sup>.

Une seconde catégorie de capteurs, qui s'est beaucoup développée depuis le début des années 90 (Figure 1), concerne les biocapteurs optiques à résonance de plasmon de surface<sup>1,13</sup> (SPR) utilisés pour l'identification et l'analyse d'espèces chimiques ou biologiques. Il s'agit de réfractomètres qui permettent de mesurer des variations d'indice de réfraction très faibles se produisant à la surface d'un film métallique supportant un SPP ou en présence de nanoparticules métalliques fonctionnalisées<sup>14</sup>. L'accrochage de molécules sur des ligands localisés dans le SPP induit à une longueur d'onde donnée une légère variation locale de l'indice de réfraction du diélectrique et donc une variation de l'angle de l'antirésonance du SPP qui peut être mesurée précisément par un photodétecteur (voir figure 6). Le SPP permet ainsi de sonder localement les molécules situées juste à la surface du métal.

A la même période, la plasmonique connaît un essor scientifique et technologique très important grâce au développement quasi simultané de nouvelles techniques de fabrication d'objets artificiels plasmoniques à l'échelle sub-longueur d'onde (lithographie électronique, usinage à l'aide d'un faisceau d'ions focalisés ou Focused Ion Beam (FIB)), à l'amélioration constante des techniques de dépôt en couches minces, de nouvelles méthodes expérimentales de caractérisations optiques (Microscopie en champ proche optique (SNOM) (voir III.1), Microscopie à fuite radiative<sup>15,16</sup> (LRM), Microscopie en champ sombre<sup>17</sup> (DFM), caméra infrarouge<sup>18,19</sup>) ainsi qu'à de puissants outils de calcul numérique permettant une modélisation efficace des effets observés. Cet essor peut être mis en évidence en utilisant comme indicateur l'évolution au cours du temps du nombre d'articles scientifiques contenant les termes « surface plasmon » publiés depuis 1955 (voir figure 1).

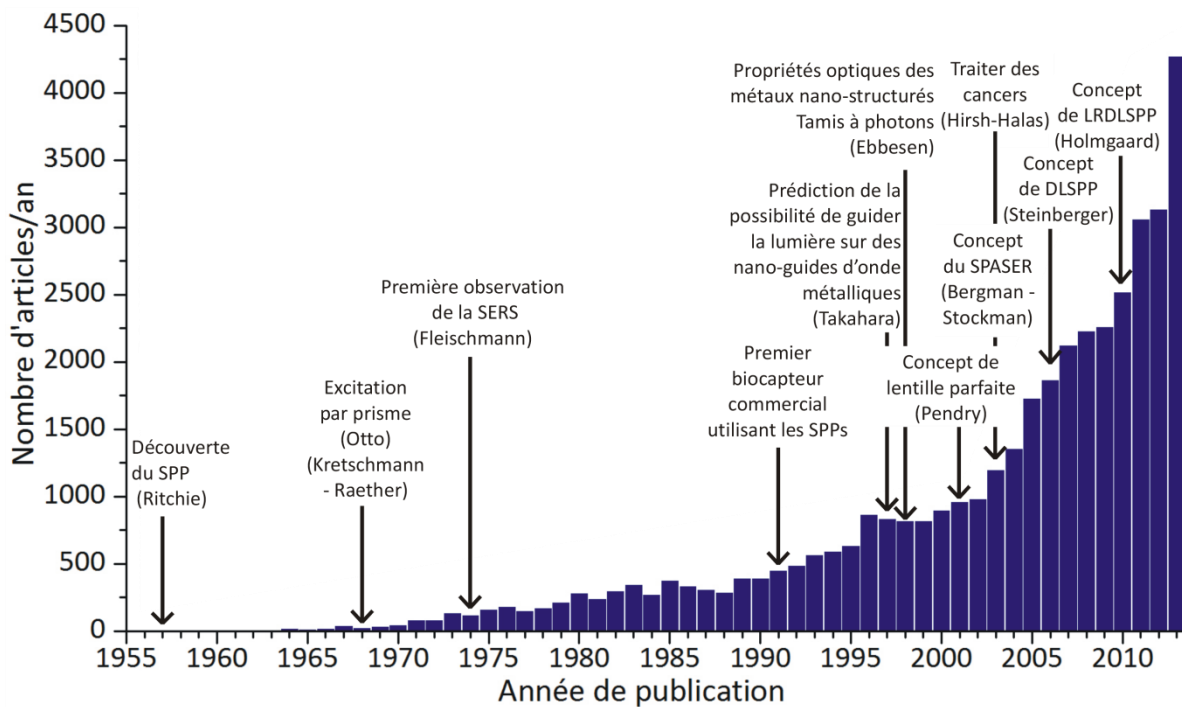


Figure 1 : Evolution du nombre d'articles scientifiques contenant le terme "surface plasmon" (basé sur les données de [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com))

Ces différents développements ont permis d'étudier de nombreuses autres applications exploitant les propriétés des SPP dans de multiples domaines en médecine, biologie, physique des matériaux, télécommunications optiques, applications militaires... Plusieurs articles de synthèse reprennent ces exemples d'applications en détails<sup>20,2</sup>. Pour illustrer la diversité de ces applications potentielles, nous pouvons citer à titre d'exemples quelques développements particulièrement intéressants.

L'interaction de lumière avec des nanostructures métalliques individuelles permet de générer des plasmons de surface localisés (LSP). Les LSP peuvent être utilisés pour augmenter l'efficacité de conversion de cellules photovoltaïques<sup>21</sup> mais aussi l'efficacité d'effets non linéaires tels que la génération de seconde-harmonique<sup>22</sup> ou encore comme nano-pince optique pour piéger des cellules<sup>14</sup>. Disposées selon un réseau périodique, ces nanostructures peuvent être utilisées dans la fabrication de matériaux artificiels – les métamatériaux – qui présentent des réponses optiques singulières lorsqu'ils sont soumis à des champs EM. Les métamatériaux permettent de reproduire les propriétés de matériaux existant dans la nature avec une meilleure efficacité (ex : meilleurs conducteurs ou isolants) ou de créer de nouvelles propriétés radicalement différentes (ex : matériaux avec une permittivité et/ou une perméabilité négative) tels que le « tamis à photons »<sup>23</sup>, les « lentilles parfaites »<sup>24</sup> ou encore les « capes d'invisibilité » EM<sup>25</sup>. Les LSP peuvent aussi être utilisés pour générer de la chaleur localement (thermoplasmonique). Bien qu'indésirable dans certaines applications, la possibilité d'augmenter la température dans des volumes nanométriques est envisagée pour contrôler spatialement et temporellement des réactions chimiques ou biologiques. Une des applications les plus développées est le traitement de cellules cancéreuses<sup>14,26,27</sup> qui est actuellement en phase de tests cliniques chez l'homme.

L'une des applications parmi les plus prometteuses de la plasmonique concerne la possibilité de transporter et traiter de l'information sous forme d'onde de surface optique – le SPP – en réalisant par exemple des interconnexions optiques avec des dimensions transverses sub-longueur d'onde<sup>28</sup>. Initialement proposée en 1997 par J. Takahara<sup>29</sup>, cette application des SPP a abouti à de nombreux

développements dans le domaine de l'optique intégrée et des télécommunications optiques. Grâce à un confinement de la lumière sur une échelle largement inférieure à la limite imposée par la diffraction, la plasmonique permet de combler l'écart d'échelle entre les composants diélectriques optiques et les circuits intégrés électroniques<sup>30</sup>. Dans un premier temps, l'utilisation de guides d'onde plasmoniques pourrait être mise à profit dans le domaine des ports d'interconnexion ce qui permettrait d'augmenter considérablement le débit de l'interconnexion tout en s'affranchissant des problèmes résistifs et capacitifs. Un autre intérêt des guides d'onde plasmoniques souvent mis en avant est la possibilité de transporter simultanément des signaux optiques et des signaux électriques se propageant dans la partie métallique du guide d'onde. Enfin, les techniques de fabrication utilisées pour fabriquer les structures plasmoniques sont généralement proches de celles utilisées dans la fabrication des circuits intégrés en microélectronique (compatible avec les technologies CMOS). Par rapport aux composants d'optique intégrée plus classiques à base de matériaux diélectriques ou de semi-conducteurs, les composants plasmoniques présentent malheureusement une contrepartie : leur haut degré d'intégration se traduit par une absorption importante du champ EM optique dans le métal et donc par des longueurs de propagation beaucoup plus faibles que dans les structures diélectriques. Malgré cette limitation, l'intérêt de pouvoir un jour réaliser des circuits intégrés optiques basés sur les SPP motive la recherche sur le sujet<sup>31,3</sup>. Pour ces raisons, de nombreuses structures intégrées passives plasmoniques ont été étudiées depuis un peu plus d'une dizaine d'années (guides plasmoniques de formes variées<sup>30,28</sup>, coupleurs directionnels<sup>32,33</sup>, réseaux<sup>30,28,31,34,35</sup>, lentilles<sup>30,31</sup>, interféromètres<sup>33,36,37</sup>, résonateurs<sup>2,31,37</sup>, multiplexeurs et démultiplexeurs<sup>38</sup>, ...). Des structures actives ont également été réalisées telles que des modulateurs et des interrupteurs basés sur des effets thermo-, électro- ou magnéto-optique ou des effets non linéaires<sup>2</sup> ou encore des transistors à base de plasmon de surface<sup>20</sup>. L'utilisation de milieux actifs permet aussi d'envisager de compenser partiellement ou totalement les pertes par absorption dans le métal, voire de réaliser de l'émission laser plasmonique (SPASER) à l'échelle nanométrique<sup>2,39,40,41,42,43</sup>.

La structure de base pour constituer un circuit intégré plasmonique est le guide d'onde. La principale difficulté est alors de trouver le bon compromis entre un confinement transversal élevé du champ EM tout en limitant l'absorption dans le métal afin de conserver une longueur de propagation  $L_{SPP}$  la plus importante possible. C'est pourquoi de nombreuses structures de guides d'onde ont été développées depuis la fin des années 1990 (voir figure 2). Parmi les premiers guides d'onde étudiés, les *nanofils*<sup>44</sup> (Figure 2a) et les *chaînes de plots*<sup>45,46</sup> (Figure 2b) métalliques permettent d'obtenir d'excellents confinements du champ EM ( $\approx \lambda/20$ ). Cependant la longueur de propagation  $L_{SPP}$  reste très limitée (seulement quelques  $\mu\text{m}$  dans le visible). De plus, la fabrication des nanofils impose des dépôts par voie chimique qui limitent les géométries accessibles et donc la réalisation ultérieure de circuits plus complexes<sup>44</sup>.

A l'opposé, les *bandes métalliques*<sup>47,48,49</sup> (Figure 2c) possèdent de grandes longueurs de propagation ( $L_{SPP} > 100\mu\text{m}$  @  $1,55\mu\text{m}$ ) grâce à une faible proportion du champ EM localisée dans le métal, ce qui limite l'absorption parasite. L'inconvénient est qu'il est alors impossible de confiner le champ EM sur des largeurs  $\text{sub-}\lambda$  sans causer d'importantes pertes entraînant une délocalisation du champ EM vers le substrat sous forme de fuites radiatives. Dans le cas particulier de bandes métalliques localisées entre deux milieux diélectriques d'indices de réfraction identiques (Figure 2d), le champ EM peut également se délocaliser de façon très importante de part et d'autre du métal. Ce mode de propagation, appelée « *Long-Range* » *Surface-Plasmon Polariton* (LRSP), limite l'absorption sans entraîner de fuites radiatives puisqu'il reste lié au métal. Cela permet d'obtenir de très grandes longueurs de propagation ( $L_{SPP}$  jusqu'à plusieurs mm) mais aboutit à un piètre confinement

transversal du champ<sup>18,50,51</sup> (le mode s'étend alors transversalement sur plusieurs  $\lambda$ ). Si ces guides plasmoniques peuvent être utilisés pour des interconnexions sur de longues distances, ils sont difficilement utilisables pour réaliser des circuits optiques hautement intégrés. Néanmoins, leur réalisation est aisée par lithographie optique ou électronique et ce type de guide peut constituer une première structure d'étude intéressante pour mettre au point les techniques de fabrication et de caractérisations optiques de guides d'onde plasmoniques plus complexes.

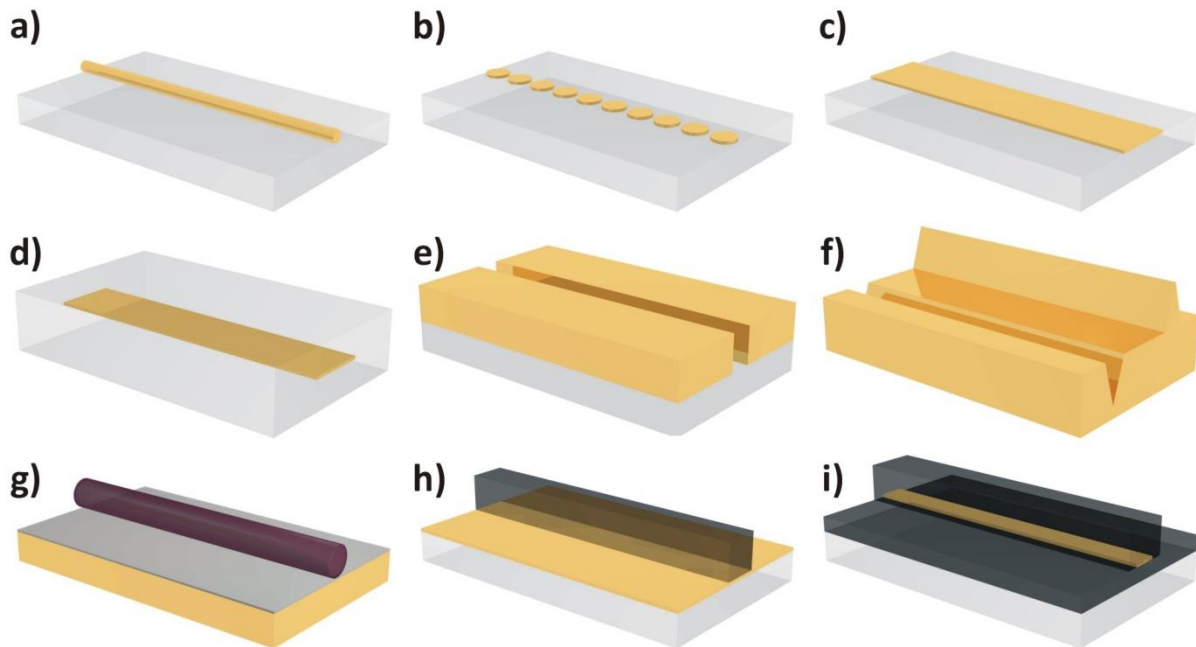


Figure 2 : a) Nanofil ; b) Chaîne de plots ; c) Bande métallique; d) LRSPP ; e) Guide MDM ; f) Guide en V et en  $\Lambda$  ; g) Guides hybrides ; h) DLSPP ; i) LRDLSP

Comme pour les chaînes de plots et les nanofils métalliques, les guides sous forme de fente appelés aussi MDM<sup>52,53,54</sup> (Figure 2e) pour Métal-Diélectrique-Métal (Gap, Slot ou MIM en anglais) ont des propriétés complémentaires à celles obtenues avec les bandes métalliques. En effet, ils présentent un confinement transverse du champ potentiellement très inférieur à la longueur d'onde. Plus la fente est fine, plus le champ EM pénètre dans le métal entraînant une absorption marquée. Ils sont réalisables par lithographie électronique ou bien par usinage ionique avec un faisceau d'ions focalisé (FIB) si la largeur de la fente est limitée à  $\approx 10 - 20$  nm.

Des guides d'onde plasmoniques existent également en forme de V et de  $\Lambda$  (Figure 2f). Les modes propres de propagation dans ces structures de guides sont particuliers et sont appelés : Channel Plasmon-Polariton (CPP) pour les modes propres se propageant dans des *guides en V*<sup>55,56</sup> (V-groove en anglais), ou Wedge Plasmon-Polariton (WPP), pour les modes se propageant sur des *guides en  $\Lambda$* <sup>57</sup> (wedge en anglais). Ces structures présentent l'avantage d'obtenir à la fois un fort confinement sub- $\lambda$  et une importante longueur de propagation (jusqu'à quelques centaines de micromètres à  $\lambda=1,55\mu\text{m}$ ). Par contre, ils sont plus complexes à fabriquer et nécessitent l'utilisation d'un FIB.

Une autre catégorie de guides plasmoniques introduite en 2008 par R. F. Oulton est constituée par les *guides hybrides*<sup>58</sup> (Figure 2g) qui combinent les propriétés des SPPs et des semi-conducteurs (SC). La configuration proposée se compose d'une fine couche de silice d'épaisseur  $h = 2$  à 100 nm intercalée entre un substrat d'argent et un nanofil cylindrique en arséniure de gallium (GaAs) de diamètre  $d = 100$  à 500 nm. Il est possible en choisissant judicieusement les dimensions de ce cylindre de SC d'obtenir un confinement transverse du champ EM de l'ordre de  $\lambda/5$  à  $\lambda/20$  pour des

longueurs de propagation comprises entre 40 et 150  $\mu\text{m}$ . Le champ EM se retrouve piégé dans la couche de silice entre le métal et le semi-conducteur.

Enfin, en 2006, une nouvelle catégorie de guides d'onde appelés *Dielectric-Loaded Surface Plasmon-Polariton*<sup>59,60,61</sup> ou DLSP (Figure 2h) a été introduite. Dans ces structures, un ruban d'un matériau diélectrique (ou semi-conducteur) est rajouté au-dessus d'une couche métallique plane. En comparaison de simples bandes métalliques, les guides d'onde DLSP permettent un meilleur confinement transverse du champ EM. Ils sont facilement réalisables par lithographie électronique et offrent la possibilité d'utiliser le ruban diélectrique comme milieu actif afin de fonctionnaliser le guide d'onde par exemple en utilisant des effets thermo-optiques<sup>62</sup>, électro-optiques<sup>63</sup>, ou encore des effets non-linéaires<sup>64</sup>. Enfin, l'utilisation d'un milieu diélectrique à gain permet aussi d'envisager de compenser partiellement les pertes causées par le métal<sup>16</sup>. Une extension de cette catégorie de guides d'onde, introduite en 2010 par T. Holmgaard, correspond aux *Long-Range Dielectric-Loaded Surface Plasmon-Polariton*<sup>65,66</sup> ou LRDLSP (Figure 2i). Dans ces structures, une couche supplémentaire de diélectrique appelée buffer est ajoutée entre le substrat et le métal et permet de symétriser le champ de part et d'autre du métal. Les guides d'onde LRDLSP permettent de tirer profit du confinement offert par les DLSP tout en obtenant une longueur de propagation élevée comme avec les LRSP.

Une étape préliminaire à l'étude d'un guide d'onde plasmonique consiste à calculer l'ensemble des modes optiques susceptibles d'apparaître sur un empilement de couches diélectriques et métalliques. Il s'agit alors d'étudier des guides d'onde plasmoniques planaires. Par exemple, pour une simple bande métallique, cela consiste à commencer par étudier comment la lumière est susceptible d'être guidée sur la double interface Substrat/Métal/Air où l'épaisseur de métal et la nature du métal noble utilisé sont des paramètres ajustables. Dans la suite, un premier modèle analytique sera exposé permettant à partir d'une simple interface Métal/Diélectrique (MD) d'obtenir une description complète des modes propres de propagation dans des guides d'onde planaires plasmoniques.

## 2. Etude théorique des modes plasmoniques sur des structures planaires

### A. Etude d'une structure avec une simple interface Métal/Diélectrique

#### a. Détermination de l'équation d'accord de phase

Comme nous l'avons déjà expliqué dans l'introduction de ce chapitre, les Plasmon-Polaritons de Surface (SPP) résultent du couplage entre l'oscillation collective des électrons libres dans un métal noble et une onde électromagnétique (EM). Cette onde EM associée au SPP se propage le long d'une interface Métal/Diélectrique (MD) et son amplitude décroît exponentiellement perpendiculairement de part et d'autre de l'interface (Figure 3). La conservation des composantes EM à l'interface impose au SPP d'être polarisé transverse magnétique (TM)<sup>67</sup>. La distribution locale des charges à la surface du métal et l'oscillation locale de ces charges reflète le caractère partiellement longitudinal du SPP.

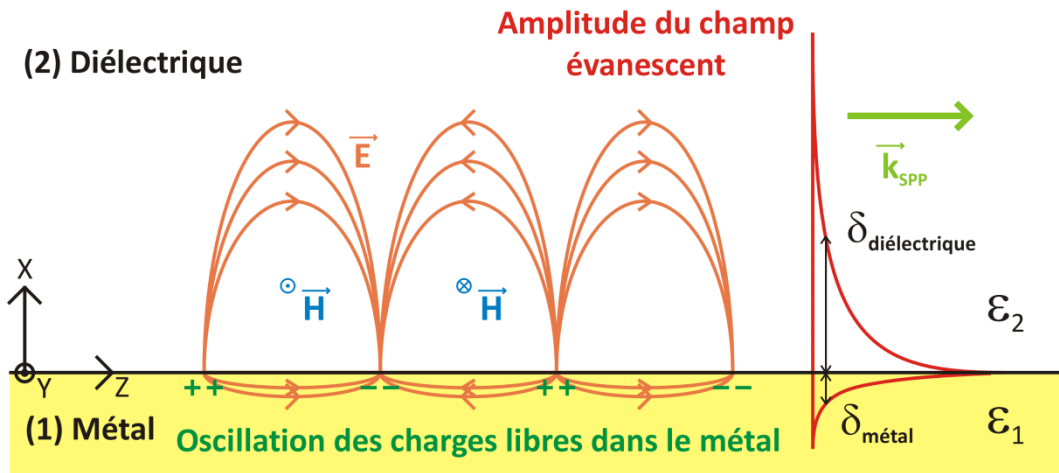


Figure 3 : Distributions des champs E et H associés au SPP le long d'une simple interface métal/diélectrique

Soit une interface MD caractérisée par la permittivité complexe du métal  $\epsilon_1 = \epsilon'_1 + i\epsilon''_1$  et la permittivité réelle du diélectrique  $\epsilon_2^*$ . Pour une onde EM monochromatique se propageant dans le plan XZ avec un état de polarisation TM, le champ magnétique  $\vec{H}$  est alors parallèle à l'axe Y et peut être mis sous la forme\*\* :

$$\vec{H}_j(x, z, t) = f_j(x)e^{i(k_{zj}z - \omega t)}\vec{e}_y \text{ où } j = 1, 2 \quad [1]$$

$\epsilon_2$	$f_2(x) = A_2 e^{ik_{x2}x}$	[2]
$\epsilon_1$	$f_1(x) = A_1 e^{-ik_{x1}x}$	[3]

Dans chacun des milieux 1 et 2, les composantes du vecteur d'onde vérifient l'équation :

$$k_{xj}^2 + k_{zj}^2 = \epsilon_j k_0^2 \text{ avec } k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ où } \forall j, k_{zj} = k_{SPP} \quad [4]$$

avec  $k_0 =$  *vecteur d'onde de l'onde propagative dans le vide* ;  
 $\omega =$  *pulsation* ;  $\lambda =$  *longueur d'onde dans le vide*

\* Les milieux diélectriques peuvent aussi être caractérisés par une permittivité complexe de manière à tenir compte de perte ou de gain éventuels.

\*\* Le choix des signes dans les termes exponentiels a été fait de manière à ce qu'un champ évanescant dans le milieu d'indice j se traduise par une partie imaginaire de  $k_{xj}$  positive avec  $k_{xj} = \text{Re}(k_{xj}) + i \text{Im}(k_{xj})$ .

La continuité des composantes tangentielles du champ EM à l'interface impose qu'en  $x=0$  :

$$A_1 = A_2 \text{ et } -i \frac{k_{x1}}{\varepsilon_1} A_1 = i \frac{k_{x2}}{\varepsilon_2} A_2 \quad [5]$$

Ce qui conduit à :

$$\omega_{12} = -1 \text{ où } \omega_{jl} = \frac{k_{xj} \varepsilon_l}{k_{xl} \varepsilon_j} \quad [6]$$

La combinaison des équations [4] et [6] donne accès à l'équation de dispersion du SPP<sup>68</sup> :

$$k_{SPP}^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \quad [7]$$

Ainsi qu'aux composantes du vecteur d'onde dans chacun des demi-espaces de part et d'autre de l'interface MD:

$$k_{xj}^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_j^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \text{ où } j = 1, 2 \quad [8]$$

Dans le cas hypothétique d'un métal noble parfait, caractérisé alors par une permittivité réelle  $\varepsilon_1$  négative, le terme  $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$  est négatif. Les composantes de vecteurs d'onde  $k_{x1}$  et  $k_{x2}$  décrites par l'équation [8] sont alors imaginaires pures positives ce qui se traduit par des décroissances exponentielles de part et d'autre de l'interface MD. Les termes [2] et [3] peuvent alors être réécrits sous la forme :

$$f_1(x) = A_1 e^{\frac{x}{\delta_1}} ; f_2(x) = A_2 e^{-\frac{x}{\delta_2}} \text{ où} \quad [9]$$

$$\delta_j = \frac{1}{\text{Im}(k_{xj})} > 0 \text{ est la } \textit{profondeur de pénétration dans le milieu } j \quad [10]$$

Plaçons-nous maintenant dans le cas de l'or qui est un métal noble réel caractérisé par une permittivité\* et un indice de réfraction complexes puis cherchons à caractériser les propriétés optiques du SPP se propageant sur les interfaces simples Au/Air et Au/Silice avec les paramètres\*\* :

$$\lambda = 1,55 \mu\text{m} ; n_1 = 0,5748 + 9,664i (\Leftrightarrow \varepsilon_1 = -93,06 + 11,11i) ;$$

$$n_2(\text{Air}) = 1 \text{ et } n_2(\text{Silice}) = 1,45 \text{ et } \forall j, \varepsilon_j = n_j^2$$

L'indice de réfraction de l'or  $n_1$  est calculé à la longueur d'onde  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  à partir de la référence 69\*\*\*. Le SPP est alors caractérisé par les grandeurs suivantes\*\*\*\* :

Avec :

$$n_{xj} = \frac{k_{xj}}{k_0} ; n_{SPP} = \frac{k_{SPP}}{k_0} = n_{eff} + i \frac{1}{k_0 L_{SPP}} ;$$

$$n_{eff} = \text{indice effectif du mode de propagation du SPP} ;$$

$$L_{SPP} = \text{longueur de propagation}$$

\* De manière à simplifier, le terme de « permittivité » désignera dans la suite de ce manuscrit la « permittivité relative ».

\*\* Le choix d'un indice de réfraction pour la silice égal à 1,45 a été fait à partir de références utilisant cette valeur à la longueur d'onde de  $1,55\mu\text{m}$ <sup>60,62,65</sup>.

\*\*\* Le choix de cette référence sera justifié dans la partie I.2.A.a.

\*\*\*\* L'échelle de couleur fournie dans le tableau 1 sera utilisée pour l'ensemble des distributions  $H_y$  du chapitre I sauf mention contraire et le champ  $H_y$  sera normalisé à l'unité.

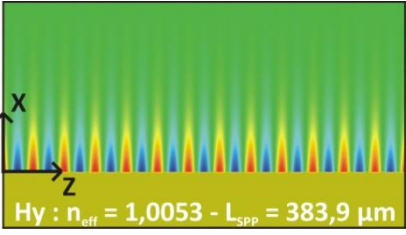
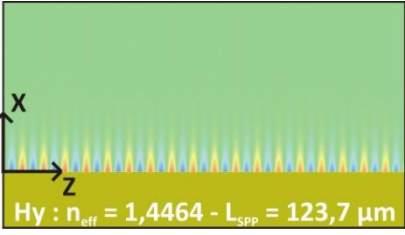
	Simple interface Au/Air	Simple interface Au/Silice
$n_{x1}$	0,5717 + 9,716 i	0,5680 + 9,774 i
$n_{x2}$	$-6,232 \cdot 10^3 + 0,1037 i$	$-1,334 \cdot 10^2 + 0,2192 i$
$n_{SPP}$	$1,005 + 6,425 \cdot 10^{-4} i$	$1,466 + 1,944 \cdot 10^{-4} i$
$n_{eff}$	1,005	1,466
$L_{SPP}(\mu m)$	383,9	123,7
$\delta_1(\mu m)$	0,02539	0,02524
$\delta_2(\mu m)$	2,379	1,125
Hy Dimensions X=10 $\mu m$ Z=20 $\mu m$		

Tableau 1 : Solutions et distribution spatiale de la composante Hy sur des simples interfaces Au/Air et Au/Silice

La prise en compte de la partie imaginaire de la permittivité du métal se traduit par des composantes de vecteurs d'onde  $k_{x1}$ ,  $k_{x2}$  et  $k_{SPP}$  complexes.

Les parties réelles de  $k_{x1}$  et  $k_{x2}$  correspondent à une légère inclinaison du plan d'onde équiphase qui n'est alors plus parfaitement perpendiculaire à l'interface contrairement au cas du métal parfait. Les fronts d'onde sont légèrement inclinés vers l'avant de part et d'autre de l'interface entraînant une réinjection permanente du SPP vers l'interface.

Les parties imaginaires de  $k_{x1}$  et  $k_{x2}$  sont liées aux profondeurs de pénétration  $\delta_1$  et  $\delta_2$  par l'équation [10]. L'écart considérable entre les profondeurs de pénétration dans l'or ( $\delta_1 \approx 25 \text{ nm}$ ) et dans le milieu diélectrique ( $\delta_2 = 2,379 \mu\text{m} \approx 100\delta_1$  pour l'interface Au/Air et  $\delta_2 = 1,125 \mu\text{m} \approx 45\delta_1$  pour l'interface Au/Silice) se traduit par une très grande dissymétrie de la répartition du champ de part et d'autre de l'interface. Il devient alors difficile de distinguer la composante Hy du champ EM dans la partie métal sur les distributions de la composante du champ Hy présentées dans le tableau 1. Cette dissymétrie est principalement liée à la différence entre les indices de réfraction du diélectrique et du métal à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . L'écart entre les profondeurs de pénétration dans l'air sur l'interface Au/Air et dans la silice sur l'interface Au/Silice peut être retrouvé en calculant le rapport des permittivités des deux milieux  $\epsilon_{\text{silice}}/\epsilon_{\text{air}} = 2,1025$ . En effet, à la longueur d'onde  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , la partie réelle de la permittivité de l'or  $|\text{Re}(\epsilon_{1-\text{Au}})|$  est très grande devant les permittivités de l'air  $\epsilon_{2-\text{Air}}$  et de la silice  $\epsilon_{2-\text{Silice}}$ . Il est alors possible de simplifier l'équation [8] et d'en déduire une relation simple entre les profondeurs de pénétration dans l'air  $\delta_{2-\text{Air}}$  et dans la silice  $\delta_{2-\text{Silice}}$  :

$$k_{x2}^2 = k_0^2 \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \approx k_0^2 \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1} \Rightarrow \frac{k_{x2-\text{silice}}^2}{k_{x2-\text{air}}^2} \approx \frac{\epsilon_{2-\text{silice}}^2}{\epsilon_{2-\text{air}}^2} \Rightarrow \delta_{2-\text{air}} \approx \frac{\epsilon_{2-\text{silice}}}{\epsilon_{2-\text{air}}} \delta_{2-\text{silice}} \quad [11]$$

La partie réelle du vecteur d'onde  $k_{SPP}$  donne accès à l'indice effectif  $n_{eff}$ . Sur une simple interface, et pour une longueur d'onde très supérieure à la longueur d'onde de résonance propre de l'oscillation collective des électrons à l'interface métal/diélectrique, le SPP est caractérisé par un indice effectif légèrement supérieur à l'indice de réfraction du diélectrique.



La partie imaginaire du vecteur d'onde  $k_{SPP}$  donne accès à la longueur de propagation  $L_{SPP}$ . La lumière étant plus délocalisée dans l'air que dans la silice, l'absorption dans l'or est plus faible ce qui permet d'atteindre une longueur de propagation beaucoup plus importante (383,9 $\mu$ m au lieu de 123,7 $\mu$ m). Ainsi, l'augmentation du confinement transverse se fait au détriment de la longueur de propagation.

Les métaux étant dispersifs, il est utile de connaître l'évolution de leur indice de réfraction (ou de leur permittivité) avec la longueur d'onde dans le vide. Cela permet de prédire l'évolution des différents paramètres caractérisant le SPP (indice effectif, profondeurs de pénétration et longueur de propagation) en fonction de la longueur d'onde ou du métal noble choisis.

### b. Etude de l'influence du métal et de la longueur d'onde sur les propriétés générales du SPP

Plusieurs références bibliographiques tabulent des mesures expérimentales de la permittivité complexe (ou de l'indice de réfraction) des métaux pour différentes plages de longueur d'onde. A titre d'exemple, on peut comparer entre elles les valeurs de permittivité de l'or ainsi obtenues pour une longueur d'onde égale à  $\lambda=1,55\mu$ m qui sera la longueur utilisée dans les expériences de détection en champ proche optique (voir tableau 2). La comparaison des différentes permittivités montre une grande disparité entre les mesures. Il en résulte une incertitude assez grande sur les caractéristiques du SPP (indice effectif et longueur de propagation).

Références*	Année	Permittivité de l'or @1,55 $\mu$ m	$n_{eff}$	$L_{SPP}$ ( $\mu$ m)
Padalka <sup>70</sup>	1961	-73,98 + 6,150 i	1,007	433,2
Motulevitch <sup>71</sup>	1965	-112,8 + 6,140 i	1,004	1012
Dold et Mecke <sup>72</sup>	1965	-95,92 + 10,97 i	1,005	412,8
Theye <sup>73</sup>	1970	-131,9 + 12,65 i	1,004	677,6
Johnson et Christy <sup>74</sup>	1972	-114,9 + 11,50 i	1,004	564,7
Weaver <sup>75</sup>	1981	-104,0 + 3,672 i	1,005	1434

Tableau 2 : Permittivité, indice effectif et longueur de propagation sur une interface Au/Air à  $\lambda=1,55\mu$ m pour six références bibliographiques différentes

L'écart très important entre ces diverses séries de valeurs n'est pas attribué à des erreurs expérimentales mais à des différences entre les méthodes de préparation des échantillons<sup>76</sup>. En plasmonique, la référence généralement utilisée dans le domaine spectral visible et dans l'IR pour les dépôts de faibles épaisseurs ( $\approx 20$ -200nm) est celle de E. D. Palik<sup>76</sup> qui reprend, dans le cas de l'or, les mesures expérimentales effectuées par B. Dold et R. Mecke en 1965<sup>72</sup> pour des longueurs d'onde comprises entre 1,265 et 9,919 $\mu$ m et par M. L. Theye en 1970<sup>73</sup> pour des longueurs d'onde comprises entre 0,207 et 2,066 $\mu$ m. Ces valeurs de permittivité sont celles qui se rapprochent probablement le plus des conditions expérimentales dans lesquelles nous avons travaillé. Néanmoins, nous utiliserons le travail effectué par A. D. Rakíc et al.<sup>69</sup> sur les données compilées par E. D. Palik pour les 11 métaux suivants : argent (Ag), aluminium (Al), or (Au), cuivre (Cu), chrome (Cr), nickel (Ni), tungstène (W), titane (Ti), béryllium (Be), palladium (Pd) et platine (Pt).

\* Les permittivités de l'Au @1,55 $\mu$ m de Dold & Mecke, Theye et Weaver sont des données tabulées. Celles de Padalka, Motulevitch et Johnson & Christy sont extrapolées à partir des autres valeurs.

A partir du modèle de Drude-Lorentz (voir annexe I), Rakíc et ses collaborateurs montrent que la permittivité du métal peut être représentée analytiquement par la somme de plusieurs courbes lorentziennes comme cela apparaît dans l'équation [12]. En effectuant un ajustement de cette superposition de courbes lorentziennes sur les données de E. D. Palik, A. D. Rakíc et al. en déduisent les différents paramètres  $\omega_k$ ,  $f_k$  et  $\Gamma_k$  caractérisant chacune des courbes lorentziennes. L'avantage de cette approche est triple : l'écart entre les mesures expérimentales de la permittivité est réduit du fait de l'ajustement ; il devient également possible de calculer la permittivité du métal pour n'importe quelle longueur d'onde dans la gamme 0,207-9,919  $\mu\text{m}$  ainsi que d'étudier les phénomènes de dispersion chromatique ; enfin, le modèle de Drude-Lorentz pourra être implémenté dans un code numérique FDTD, sous la forme d'une équation de dispersion supplémentaire ce qui permettra de simuler le comportement EM des métaux dans la gamme 0,207-9,919  $\mu\text{m}$  (voir §II.2.E).

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{rD} + \varepsilon_{rL} = \left(1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2 - i\Gamma_0\omega}\right) + \left(\sum_{k=1}^5 \frac{f_k \omega_p^2}{\omega_k^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_k}\right) \text{ où} \quad [12]$$

$\Omega_p$  est la pulsation de plasma  
 $\omega_p$  = fréquence de plasma ;  
 $k$  = indice associé à l'oscillateur de Lorentz de fréquence propre  $\omega_k$ ,  
de force  $f_k$  et de temps de vie  $\frac{1}{\Gamma_k}$

Dans l'expression [12], la première contribution de la permittivité  $\varepsilon_{rD}$  correspond au modèle de Drude où seuls les électrons libres dans la bande de conduction du métal sont pris en compte. La seconde contribution de la permittivité  $\varepsilon_{rL}$  correspond au modèle de Lorentz pour les électrons liés dans la bande de valence du métal. Dans l'IR, loin de la résonance de plasmon de surface, le modèle de Drude seul n'est plus adapté. En particulier, à la longueur d'onde de 1,55  $\mu\text{m}$ , la partie imaginaire de la permittivité de l'or double entre les modèles de Drude seul et de Drude-Lorentz, en conséquence de quoi  $L_{SPP}$  est divisée par un facteur 2 :

Référence : Rakíc	Permittivités	$n_{\text{eff}}$	$L_{SPP}$ ( $\mu\text{m}$ )
Modèle de Drude	-95,43 + 6,389 i	1,005	695,3
Modèle de Drude-Lorentz	-93,07 + 11,11 i	1,005	383,9

Tableau 3 : Comparaison de la permittivité de l'or à 1,55 $\mu\text{m}$  donnée par les modèles de Drude seul et de Drude-Lorentz

L'évolution de la permittivité complexe des métaux pour des longueurs d'onde  $\lambda$  comprises entre 0,2 et 10 $\mu\text{m}$  donne accès à l'évolution avec la longueur d'onde des profondeurs de pénétration dans le métal  $\delta_1$  et dans le diélectrique  $\delta_2$ , de la longueur de propagation  $L_{SPP}$  et de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$ . Ce point est illustré sur la figure 4 dans le cas d'une simple interface Au/Air. Dans l'IR au-delà de 1 $\mu\text{m}$ , les parties réelle ( $-\varepsilon_r$ ) et imaginaire ( $\varepsilon_i$ ) de la permittivité de l'or augmentent considérablement lorsque  $\lambda$  augmente. Cependant, alors que la profondeur de pénétration dans le métal reste quasiment constante indépendamment de la longueur d'onde ( $\delta_1 \approx 25\text{nm}$ ), la profondeur de pénétration dans l'air croît rapidement. Le champ EM est donc proportionnellement de plus en plus délocalisé dans l'air, ce qui se traduit par une longueur de propagation  $L_{SPP}$  de plus en plus grande. Elle atteint plusieurs cm pour  $\lambda=10\mu\text{m}$ . A  $\lambda=1,55\mu\text{m}$ , la longueur de propagation ( $L_{SPP}=384\mu\text{m}$ ) est 4 fois plus grande qu'à 800nm ( $L_{SPP}=91\mu\text{m}$ ) et 20 fois plus grande qu'à 633nm ( $L_{SPP}=21\mu\text{m}$ ). Il sera donc plus avantageux de travailler à la longueur d'onde des télécommunications optiques que dans le

domaine visible pour réaliser des interconnexions par guide d'onde plasmonique\*. Le montage de microscopie optique en champ proche (SNOM) développé au CIMAP a été conçu de manière à étudier des fonctionnalités optiques à cette longueur d'onde particulière. C'est pourquoi, dans la suite de ce manuscrit, la longueur d'onde sera fixée à  $\lambda=1,55\mu\text{m}$ .

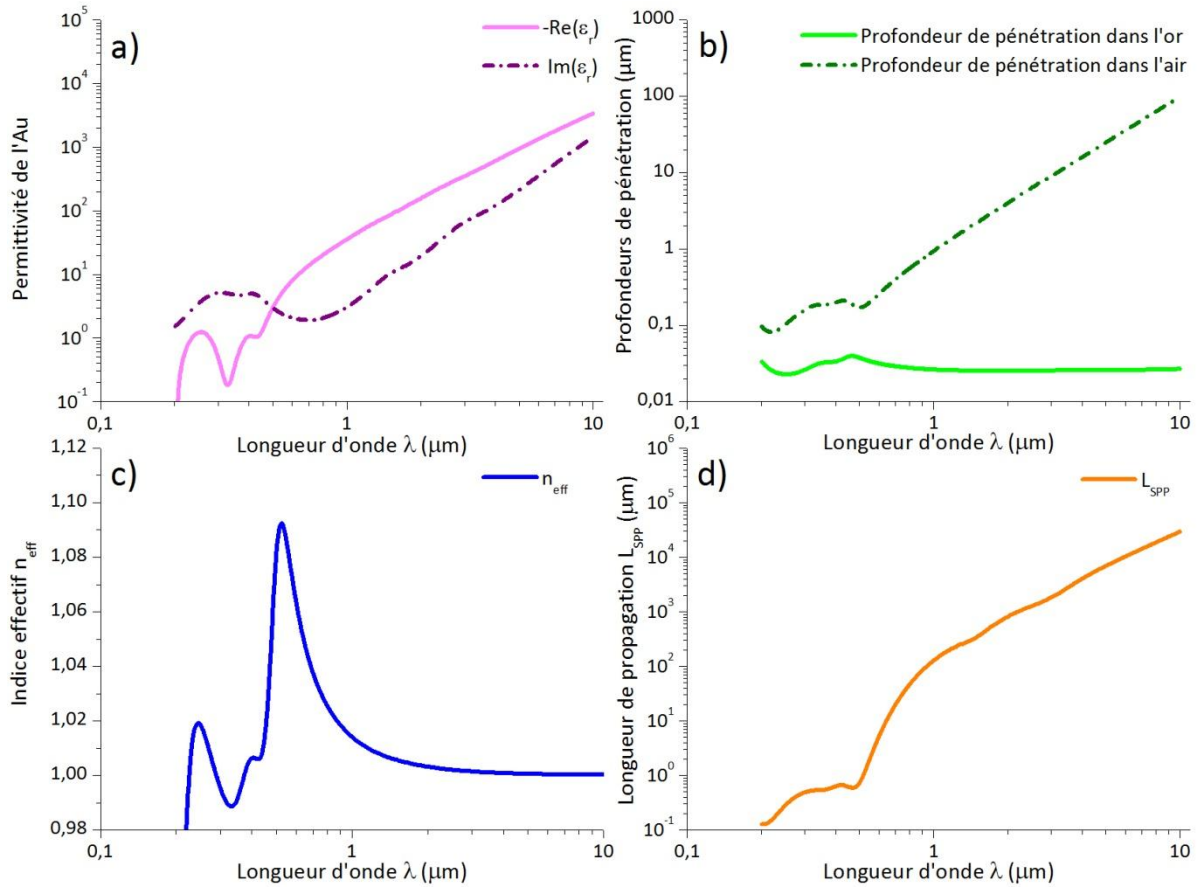


Figure 4 : a) Evolution des parties réelles et imaginaires de la permittivité de l'or, b) des profondeurs de pénétration dans l'or et dans l'air, c) de l'indice effectif, et d) de la longueur de propagation en fonction de la longueur d'onde dans le vide

Il est aussi possible de comparer les caractéristiques du SPP à  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  pour des interfaces métal/air avec des métaux de nature différente (Figure 5). Parmi les métaux étudiés, quatre d'entre eux possèdent des propriétés favorables à la création d'un SPP (Ag, Al, Au et Cu) avec des longueurs de propagation de plusieurs centaines de microns. Ces quatre métaux se distinguent des autres par une partie réelle de la permittivité  $|\text{Re}(\epsilon_r)|$  très grande devant la partie imaginaire  $\text{Im}(\epsilon_r)$ . Malgré une longueur de propagation plus faible, comparée à celle obtenue avec l'argent, l'aluminium et le cuivre, l'or est un métal inoxydable, ce qui est avantageux lorsque le SPP se propage à l'interface métal/air. L'usage d'autres métaux sera plus justifié si une couche supplémentaire d'un matériau diélectrique servant de gaine supérieure (« top cladding ») est déposée au dessus du métal et permet un effet de couche de protection contre l'oxydation.

\* Pour des applications exploitant l'effet d'exaltation du champ EM, il sera par contre préférable de travailler dans le visible, à proximité immédiate de la pulsation de plasmon de surface  $\omega_{\text{SP}}$  en raison du couplage beaucoup plus marqué avec le phénomène de résonance sur les oscillations des électrons à l'interface métal/diélectrique<sup>1,2</sup>. Du fait de la présence du milieu diélectrique dans le demi-espace au dessus du métal, la résonance se situe à la pulsation de plasmon de surface  $\omega_{\text{SP}}$  et non à la pulsation de plasma  $\Omega_p$  (Annexe I).

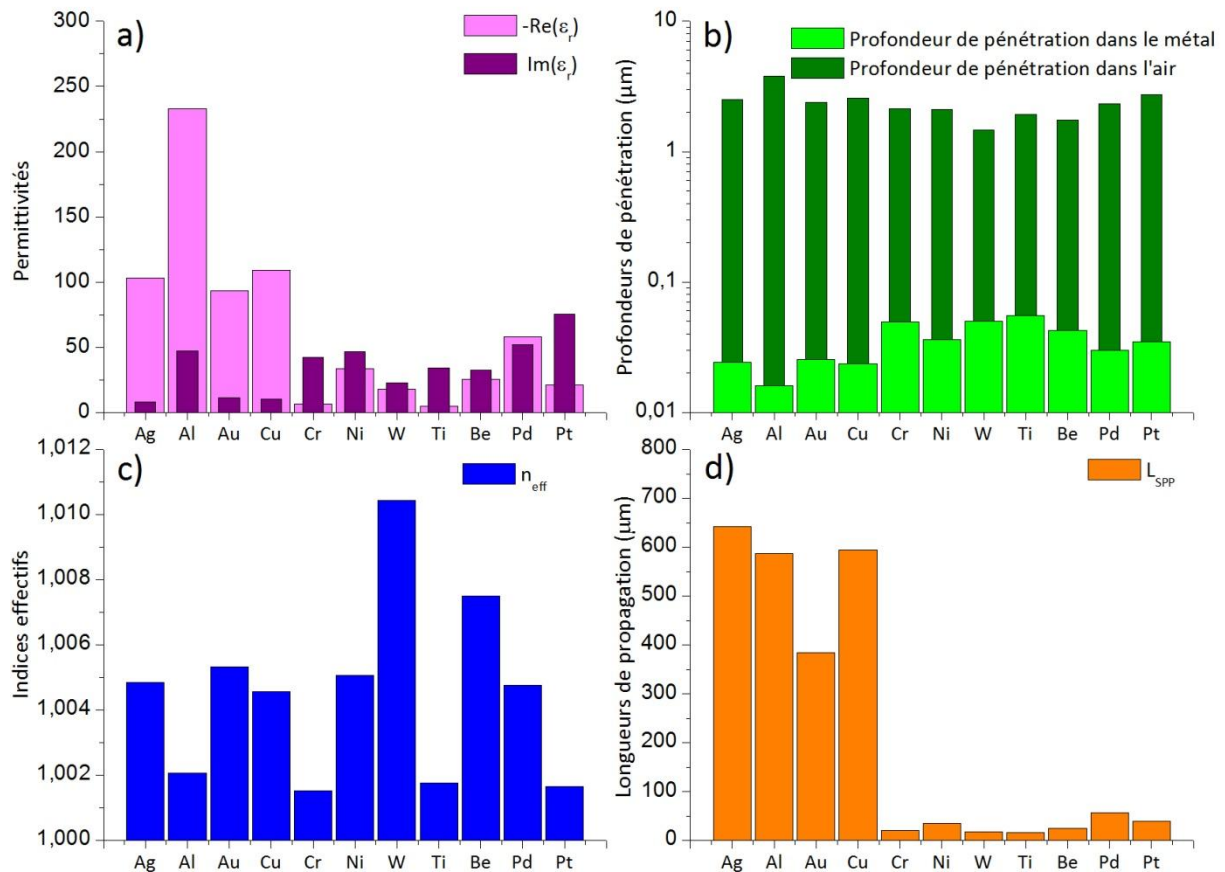


Figure 5 : a) Comparaison des parties réelles et imaginaires de la permittivité, b) des profondeurs de pénétration dans le métal et dans l'air, c) de l'indice effectif, et d) de la longueur de propagation pour différents métaux

Dans l'IR, quelque soit le métal ou la longueur d'onde, l'indice effectif reste légèrement supérieur à l'indice de l'air (Figure 4c et Figure 5c). Cela signifie qu'il est impossible, quelque soit l'angle d'incidence, de générer un SPP en éclairant directement en champ lointain l'interface MD depuis le milieu diélectrique. Plusieurs solutions ont été envisagées pour remédier à cette impossibilité de couplage direct (§III.2). L'une d'elles est la technique dite de Kretschmann-Raether<sup>10</sup> (KR) basée sur une configuration utilisant une couche mince métallique et un prisme.

### c. Couplage du SPP en configuration de Kretschmann-Raether

L'idée proposée par E. Kretschmann et H. Raether en 1968 consiste à utiliser une couche métallique mince (<100nm) et à ajouter un troisième milieu, en dessous du métal, dont l'indice de réfraction est supérieur à l'indice effectif du SPP. Ce milieu, qui va alors servir de substrat pour la structure supportant le SPP, permet d'injecter la lumière en respectant la condition d'accord de phase. En pratique, cela est réalisé en déposant une fine couche de métal de quelques dizaines de nm d'épaisseur sur l'hypoténuse d'un prisme taillé dans un matériau diélectrique (par exemple un prisme en Silice d'indice de réfraction 1,45). L'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  étant proche de l'indice de réfraction de l'air, le prisme est éclairé avec un faisceau lumineux collimaté sous un angle d'incidence légèrement supérieur à l'angle de réflexion totale à l'interface MD. Cet angle est alors ajusté pour satisfaire à la condition d'accord de phase (Figure 6a).

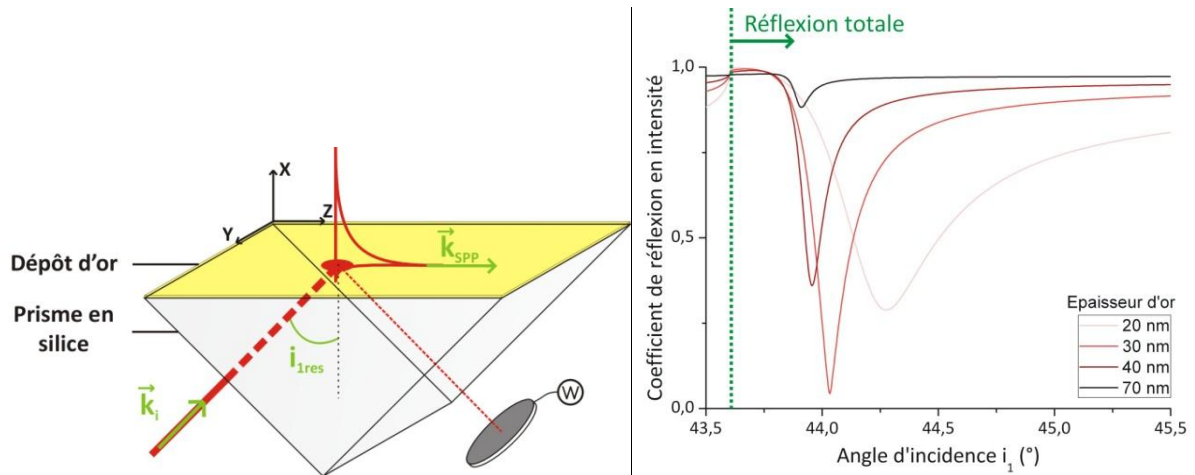


Figure 6 : a) Configuration de Kretschmann-Raether ; b) Evolution du coefficient de réflexion totale en intensité en fonction de l'angle d'incidence

Lorsque l'angle d'incidence coïncide avec la condition [7], la projection du vecteur d'onde  $k_{iz}$  incident sur l'interface Au/Air correspond à  $k_{SPP}$ . Pour cet angle particulier, appelé angle de résonance  $i_{1res}$ , l'accord de phase est respecté et l'onde incidente peut être efficacement couplée pour générer le SPP. Ce phénomène est généralement appelé « résonance de plasmon de surface »\* (SPR). En mesurant en fonction de l'angle d'incidence le flux lumineux associé au faisceau réfléchi à l'aide d'un wattmètre optique, il est possible de se placer précisément à l'angle de résonance. En effet, à la SPR, l'intensité du faisceau réfléchi passe par un minimum donc par une antirésonance en réflexion (Figure 6b). Pour illustrer ce phénomène, il est possible d'observer indirectement l'excitation d'un SPP dans le visible en éclairant un prisme recouvert d'un dépôt d'or avec une diode électroluminescente (DEL) partiellement collimatée mais présentant une distribution angulaire englobant l'angle  $i_{1res}$ . Un polariseur placé devant la DEL fixe la polarisation de la lumière incidente en TM. La génération du SPP à l'interface MD se traduit par la présence d'une bande sombre dans la distribution angulaire du faisceau réfléchi (Figure 7).

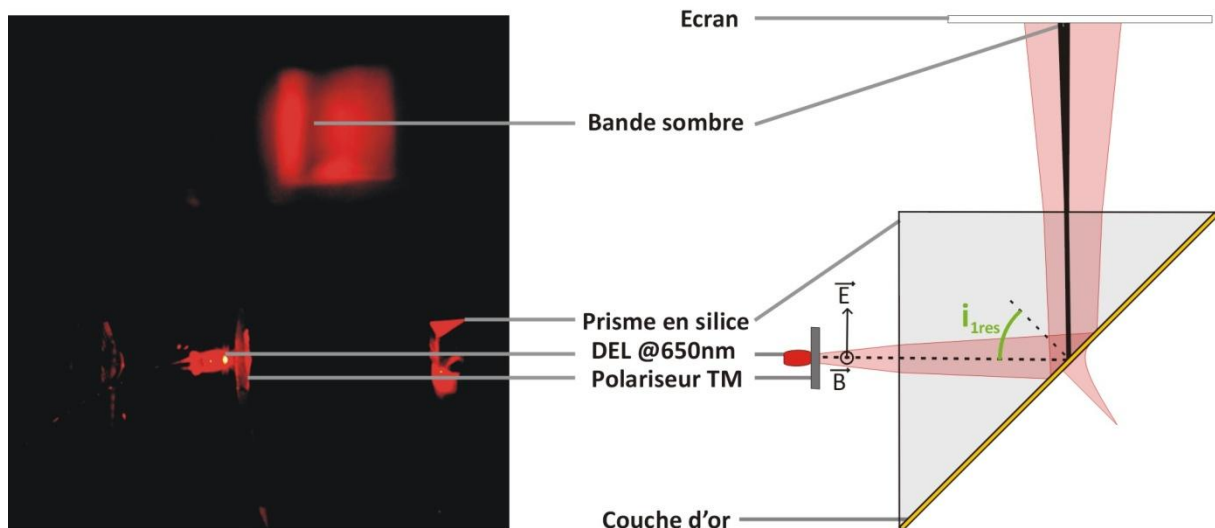


Figure 7 : Observation du phénomène d'antirésonance en réflexion dû à l'excitation de la résonance de plasmon de surface sur un prisme éclairé par une diode électroluminescente @650nm dans la configuration de Kretschmann-Raether

\* Cette résonance ne doit pas être confondue avec la résonance correspondant à l'excitation d'un plasmon de surface à la pulsation  $\omega_{SP}$ .

En supposant que la condition d'accord de phase soit la même que pour une simple interface Au/Air [7], cet angle peut être obtenu en appliquant la loi de Snell-Descartes sur l'interface Prisme/Au :

$$k_0 n_1 \sin i_{1res} = k_0 n_2 \sin i_2 = \text{Re}(k_{SPP}) = k_0 \text{Re} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \varepsilon_3}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}} \right) \text{ d'où} \quad [13]$$

$$i_{1res} = \sin^{-1} \frac{1}{n_1} \text{Re} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \varepsilon_3}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}} \right) = 43,9^\circ \quad [14]$$

Où  $\varepsilon_1$  représente la permittivité du prisme,  $\varepsilon_2$  la permittivité de l'or et  $\varepsilon_3$  la permittivité du milieu diélectrique situé juste au dessus de la couche d'or. Pour un prisme en silice et une interface Au/Air à  $\lambda=1,55\mu\text{m}$ , l'angle de résonance est très légèrement supérieur à l'angle de réflexion totale qui est de  $43,6^\circ$ . Dans ce cas, l'angle de résonance SPR calculé à partir de [14] vaut  $i_{1res}=43,9^\circ$ .

En réalité, le vecteur  $k_{SPP}$  dépend également de l'épaisseur d'or déposée et cela d'autant plus que cette épaisseur est proche de la profondeur de pénétration dans le métal. Or cette condition est indispensable en pratique pour réaliser le couplage par la technique Kretschmann-Raether. Il est donc nécessaire d'étudier la double interface Diélectrique/Métal/Diélectrique' (DMD') de manière à pouvoir déterminer l'évolution des différents paramètres du SPP avec l'épaisseur de métal. De la même manière que pour la simple interface, il est possible d'établir l'équation d'accord de phase à partir des équations de continuité aux interfaces.

## B. Etude d'une structure contenant deux interfaces successives

### a. Détermination de l'équation d'accord de phase

En polarisation TM, le champ magnétique  $\vec{H}$  peut être mis sous une forme similaire à celle représentée par l'équation [1] mais avec un indice  $j=1,2$  ou  $3$  pour lequel<sup>77</sup> :

	$f_3(x) = A_3 e^{ik_{x3}(x-h_2)} \quad [15]$
	$f_2(x) = A_2 ch(ik_{x2}x) + B_2 sh(ik_{x2}x) \quad [16]$
	$f_1(x) = A_1 e^{-ik_{x1}(x)} \quad [17]$

La continuité des composantes tangentielles du champ EM à l'interface en  $x=0$  impose que :

$$A_1 = A_2 \text{ et } -i \frac{k_{x1}}{\varepsilon_1} A_1 = i \frac{k_{x2}}{\varepsilon_2} B_2 \quad [18]$$

De la même façon, la continuité du champ EM en  $x=h_2$  entraîne :

$$A_2 ch(\lambda_2) + B_2 sh(\lambda_2) = A_3 \text{ et } i \frac{k_{x2}}{\varepsilon_2} (A_2 sh(\lambda_2) + B_2 ch(\lambda_2)) = i \frac{k_{x3}}{\varepsilon_3} A_3 \quad [19]$$

où  $\lambda_2 = ik_{x2}h_2$

Ce qui conduit à l'équation :

$$(\omega_{12} th(\lambda_2) - 1) + \omega_{23} (th(\lambda_2) - \omega_{12}) = 0 \quad [20]$$

$\omega_{jl}$  ( $j$  et  $l$  indices entiers variant entre 1,2 et 3) est définie par l'équation [6]. Cette équation peut être retrouvée sous différentes formes équivalentes dans la littérature<sup>67,77,78,79</sup>.

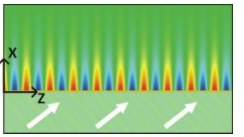
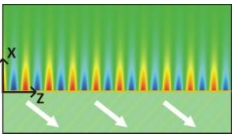
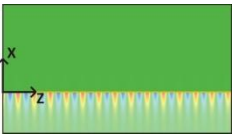
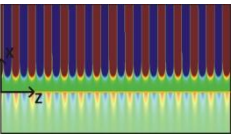
Pour des interfaces multiples, il n'est plus possible de résoudre l'équation d'accord de phase de manière analytique comme dans le cas d'une simple interface. L'équation [20] est donc résolue numériquement, toujours en tenant compte de l'équation [4]. Il est par exemple possible d'étudier les modes propres susceptibles d'apparaître sur une double interface Silice/Au/Air et ainsi de retrouver les conditions d'accord de phase pour un couplage par la technique de KR.

**b. Etude de la double interface Silice/Au/Air**

Pour commencer, nous pouvons rechercher les solutions à l'équation [20] pour une double interface Silice/Au/Air avec les paramètres suivants :

$$\lambda = 1,55\mu\text{m} ; h_2 = h_{Au} = 50\text{nm} ; n_1 = 1,45 ; n_2 = 0,5748 + 9,664i ; n_3 = 1 \text{ où } \forall j, \varepsilon_j = n_j^2 \quad [21]$$

La résolution numérique de cette équation aboutit à quatre solutions caractérisées par :

Solutions	1	2	3	4
	Mode d'injection (KR)	Mode à fuites (KR)	Mode lié	Mode à fuites
$n_{x1}$	$-1,045+5,898.10^{-4}i$	$1,045-9,047.10^{-4}i$	$-1,649.10^{-2}+0,2291i$	$-1,529.10^{-2}+0,2259i$
$n_{x2}$	$0,5716+9,716i$	$0,5716+9,716i$	$0,5679+9,775i$	$0,5680+9,775i$
$n_{x3}$	$-5,712.10^{-3}+0,1078i$	$-8,859.10^{-3}+0,1067i$	$-3,516.10^{-3}+1,075i$	$3,217.10^{-3}-1,074i$
$n_{SPP}$	$1,006+6,125.10^{-4}i$	$1,006+9,398.10^{-4}i$	$1,468+2,574.10^{-3}i$	$1,467+2,354.10^{-3}i$
$n_{eff}$	1,006	1,006	1,468	1,467
$L_{SPP}(\mu\text{m})$	402,8	262,5	95,8	104,8
Hy* Dimensions X=7,5μm Z=15μm				

**Tableau 4 : Solutions et distributions spatiales de la composante Hy sur une double interface Silice/Au/Air avec  $h_{Au}=50\text{nm}$**

Les deux premières solutions correspondent à une levée de dégénérescence du SPP se propageant sur la simple interface Au/Air comme décrit précédemment (§1.2.A.a). En effet, les termes  $n_{x2}$  des modes 1 et 2 présentés dans le tableau 4 (correspondant à la projection du vecteur d'onde selon X dans l'or), sont très proches du terme équivalent  $n_{x1}$  présentés dans le tableau 1 pour l'interface Au/Air. De la même manière, les deux dernières solutions correspondent à une levée de dégénérescence du SPP se propageant sur la simple interface Au/Silice. Cette levée de dégénérescence, liée à la présence d'un troisième milieu à proximité de l'interface guidante, sera d'autant plus marquée que l'épaisseur  $h_{Au}$  se rapproche de la profondeur de pénétration dans l'or calculée pour la simple interface et égale à environ 25nm (Figure 9).

Physiquement, la solution 1 correspond à la création d'un SPP à l'interface Au/Air par l'injection d'un faisceau lumineux incident depuis le substrat en silice dans une configuration de type KR. Le vecteur d'onde incident est incliné d'un angle d'incidence égal à l'angle de résonance  $i_{1res}$ . Cet angle peut être retrouvé à partir des parties réelles de  $n_{x1}$  et  $n_{SPP}$ .

\* L'échelle de couleur utilisée pour représenter Hy est celle du tableau 1 comme déjà indiqué précédemment

$$i_{res} = \tan^{-1} \frac{n_{eff}}{Re(n_{1x})} = 43,9^\circ \quad [22]$$

L'angle de résonance obtenu pour une épaisseur  $h_{Au}=50\text{nm}$  est identique à celui calculé précédemment à l'aide de l'équation [14]. Toutefois, cet angle augmente légèrement lorsque  $h_{Au}$  diminue. Cette évolution de l'angle d'injection avec l'épaisseur est caractéristique de la levée de dégénérescence en présence de la perturbation liée à l'interface Silice/Au. Elle devient significative lorsque l'épaisseur d'or devient inférieure à 50nm (Figure 8).

En particulier, en dessous d'une épaisseur critique de l'ordre de 30nm (Figure 9b – Mode 1), l'apport de lumière à l'injection devient plus important que l'absorption dans la couche d'or ce qui se traduit par une augmentation progressive du champ lors de la propagation en raison d'un phénomène de couplage cumulatif. Pour cette raison, ce mode est aussi appelé « mode croissant » (ou « growing mode »<sup>77</sup> en anglais). Dans cette situation particulière, la partie imaginaire de  $n_{SPP}$  change de signe. La notion de longueur de propagation  $L_{SPP}$  n'a alors plus de sens.

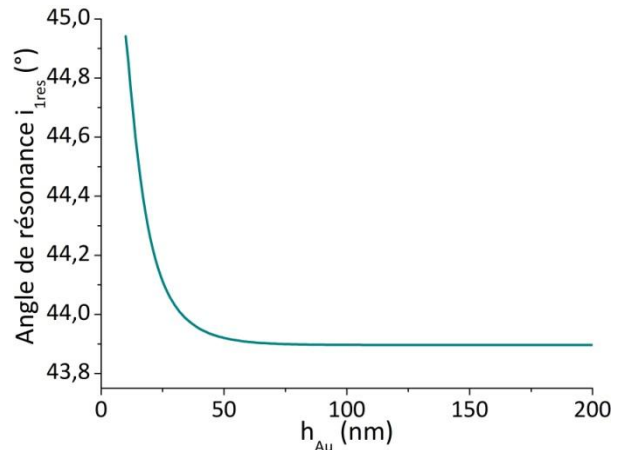


Figure 8 : Evolution de l'angle d'injection avec l'épaisseur d'or sur une double interface Silice/Au/Air

La deuxième solution correspond au mode se propageant à l'interface Au/Air après couplage. Ce mode présente des fuites radiatives dans le substrat qui dépendent de l'épaisseur d'or. Pour cette raison, il est généralement appelé « mode à fuites » (ou « leaky mode » en anglais). De la même manière que pour le mode 1, il est possible de déterminer l'angle des fuites radiatives à partir de l'équation [22]. Les valeurs de  $n_{x1}$  et  $n_{eff}$  étant très proches de celles obtenues pour le mode 1, l'angle des fuites est identique à l'angle d'injection du mode 1 au signe près. Ces fuites radiatives se propagent alors sans perte dans le substrat et peuvent être détectées en champ lointain par des techniques de microscopie dites par fuites radiatives<sup>15,16</sup> (LRM). L'étude de l'évolution de la longueur de propagation  $L_{SPP}$  en fonction de l'épaisseur d'or montre que  $L_{SPP}$  diminue lorsque  $h_{Au}$  diminue en raison de l'apparition de ces fuites radiatives vers le substrat (Figure 9b). Ces pertes sont d'autant plus importantes que l'épaisseur d'or est faible, en particulier lorsque  $h_{Au}$  devient inférieure à la profondeur de pénétration dans l'or ( $\approx 25,4\text{nm}$ ). Lorsque  $h_{Au}$  devient supérieure à 100nm, la dégénérescence entre les modes 1 et 2 a totalement disparu. L'indice effectif  $n_{eff}$  et la longueur de propagation  $L_{SPP}$  tendent alors asymptotiquement vers les valeurs prédites pour une simple interface Au/Air qui sont respectivement de 1,005 et  $383\mu\text{m}$  (voir le tableau 1 et la figure 9). Ce cas idéal ne peut malheureusement pas être obtenu en pratique lors du couplage en configuration de KR car il faut que  $h_{Au}$  soit suffisamment faible par rapport à la profondeur de pénétration dans le métal de manière à éviter une trop grande absorption dans l'or lors de l'injection. En effet, la lumière doit d'abord traverser la couche d'or avant d'atteindre l'interface Au/Air et être couplée dessus de façon efficace. En général, le bon compromis pour l'épaisseur  $h_{Au}$  se situe entre 30 et 60nm pour un couplage efficace par KR sur l'interface Au/Air. Enfin, il est important de noter qu'il est nécessaire de limiter les dimensions de la zone d'injection dans les mesures par SNOM pour éviter d'alimenter le mode à fuites au fur et à mesure de la propagation. En pratique, des zones d'injection carrées ou rectangulaires seront dédiées à cette étape de couplage pour les guides plasmoniques étudiés expérimentalement par la technique SNOM (Figure 92 et figure 94).



La troisième solution correspond à un mode de propagation lié à l'interface Silice/Au dont l'indice effectif est légèrement supérieur à l'indice de la silice. Ce mode ne peut pas être excité en configuration de KR. Pour coupler de la lumière dans ce mode lié, il faut envisager d'autres techniques d'injection comme par exemple le couplage par un réseau diffractant sub-longueur d'onde (voir la partie III.2) ou une injection par la tranche. Il est davantage confiné que le mode à fuites ce qui entraîne une augmentation de l'absorption dans l'or et une diminution de  $L_{SPP}$ . Comme pour le mode à fuites, lorsque l'épaisseur d'or augmente, la longueur de propagation converge vers celle calculée sur une simple interface Au/Silice soit  $124\mu\text{m}$  (voir tableau 1 et figure 9b). Inversement, lorsque  $h_{Au}$  diminue, une partie du champ EM traverse complètement la couche d'or et se propage dans l'Air mais l'amplitude de ce champ décroît exponentiellement suivant l'axe X.

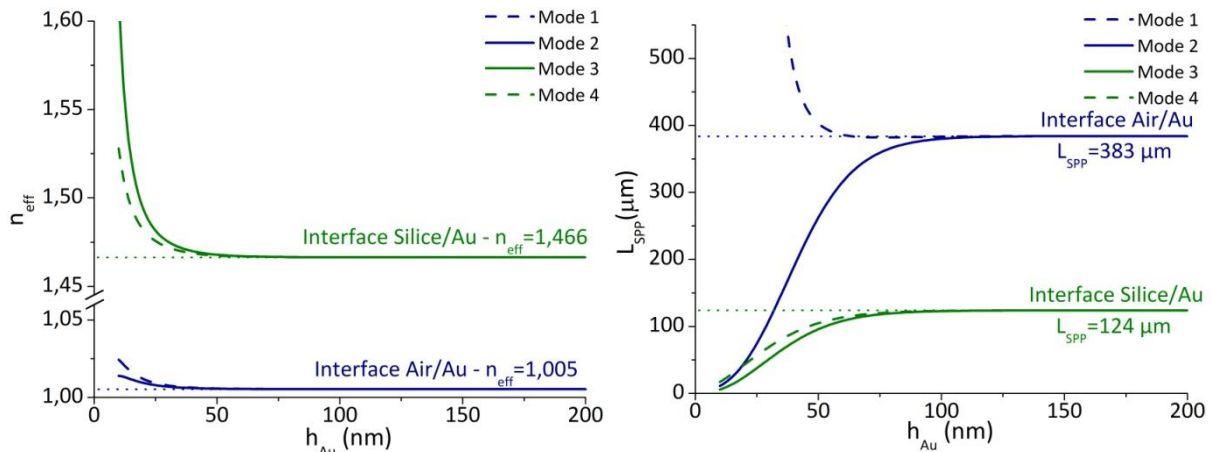


Figure 9 : a) Evolution de l'indice effectif  $n_{eff}$  et de b) la longueur de propagation  $L_{SPP}$  des modes 1 à 4 en fonction de l'épaisseur d'or sur une double interface Silice/Au/Air

L'interprétation physique de la dernière solution est plus complexe. En effet, l'amplitude du champ EM semble diverger exponentiellement dans l'air comme on peut le constater en considérant le changement de signe de la partie imaginaire de  $n_{x3}$ . En réalité, les deux derniers modes correspondent à la levée de dégénérescence du SPP à l'interface Silice/Au en présence de l'interface Au/Air. Pour une épaisseur  $h_{Au}$  élevée par rapport à la profondeur de pénétration dans le métal, les modes 3 et 4 redeviennent identiques. Le mode 4 se propage de part et d'autre de l'interface Silice/Au mais présente également une partie du champ localisée dans l'air lorsque l'épaisseur  $h_{Au}$  est limitée par rapport à la profondeur de pénétration dans le métal. Contrairement au mode 3, le vecteur d'onde dans l'air est maintenant légèrement incliné vers les X croissants ce qui correspond à un effet de fuites radiatives quasiment rasantes par rapport à l'interface Au/Air. Dans l'air, les fronts d'onde sont par conséquent quasi perpendiculaires à l'interface Au/Air mais sont légèrement inclinés de sorte que ces fuites n'interagissent plus avec l'or et se propagent sans perte. La conséquence pratique de ce couplage du mode plasmonique à l'interface Silice/Au vers une fuite dans l'air est que l'amplitude dans l'air croît de façon exponentielle suivant X. Dans les figures représentant la répartition du champ EM pour le mode 4 (Tableau 4 et figure 10 colonne gauche), l'échelle dans la zone correspondant à l'air est volontairement saturée afin de permettre de visualiser correctement le mode à l'interface Silice/Au.

Afin de faciliter l'interprétation des images représentant la répartition du champ  $H_y$  dans le plan XZ dans la suite du manuscrit, les fuites radiatives seront systématiquement démarrées au début des illustrations en  $Z=0$ . Cela revient à supposer que le SPP apparaît précisément en  $Z=0$ . Deux exemples qui permettent d'illustrer la suppression des pertes venant de  $Z<0$  sont représentés sur les figures 10a et b respectivement pour les modes à fuites 2 et 4. Cette approche destinée à limiter l'impact des fuites sur la représentation du champ EM est particulièrement utile pour le mode 4.

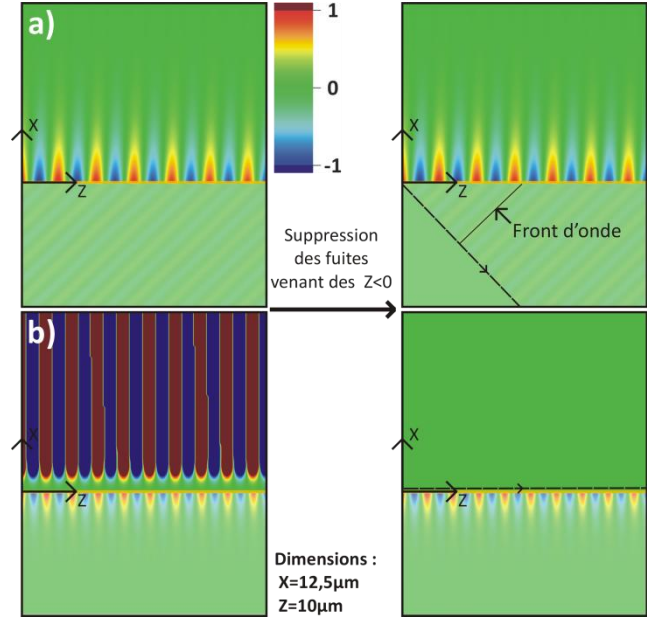


Figure 10 : Modification de la représentation des fuites radiatives des modes 2 et 4 (resp. a et b) sur les distributions spatiales de  $H_y$

Dans la suite, elle présentera également un intérêt pour des modélisations par la méthode FDTD (§II.2.G.a). Lorsque l'épaisseur de la couche métallique  $h_{Au}$  augmente et devient très supérieure à la profondeur de pénétration dans le métal, les solutions forment des paires dégénérées dont les caractéristiques ne sont plus influencées que par l'une des deux interfaces du système. L'une des paires dégénérées correspond à un SPP se propageant à l'interface Au/Air (modes 1 et 2), et l'autre correspond à un SPP se propageant à l'interface Silice/Au (modes 3 et 4). En effet,  $k_{x2}$  étant essentiellement imaginaire pur (voir tableau 4), lorsque l'épaisseur d'or  $h_{Au} \rightarrow +\infty$ , le terme  $\lambda_2 = ik_{x2}h_2 \rightarrow -\infty$  et donc  $th(\lambda_2) \approx -1$ . L'équation [20] devient simplement :

$$(\omega_{12} + 1)(\omega_{23} + 1) = 0 \quad [23]$$

Deux solutions découplées ( $\omega_{12}=-1$  et  $\omega_{23}=-1$ ) apparaissent, identiques à la solution obtenue pour une simple interface (voir équation [6]).

Un cas spécifique intéressant est celui de la double interface symétrique Diélectrique/Métal/Diélectrique (DMD). Cette configuration conduit aux structures de guides d'onde plasmoniques de type « Long-Range Surface Plasmon-Polariton »<sup>18,50,51</sup> (LRSP) où le SPP peut se propager sur de longues distances ( $L_{SPP} > 1\text{mm}$ ) ainsi qu'aux structures plus complexes dites « Long-Range Dielectric-Loaded Surface Plasmon-Polariton » (LRDLSP) qui seront abordées dans le paragraphe I.2.D. Dans la suite, nous nous intéresserons en particulier à la double interface symétrique Silice/Au/Silice.

### c. Etude de la double interface Silice/Au/Silice

Dans le cas particulier où  $\varepsilon_1 = \varepsilon_3$ , il est alors possible de reformuler l'équation [20] sous la forme d'un produit de deux équations découplées (équation [24]) :

$$th(\lambda_2) = \frac{2th\left(\frac{\lambda_2}{2}\right)}{th\left(\frac{\lambda_2}{2}\right)^2 + 1} = \frac{1 + \omega_{12}\omega_{21}}{\omega_{12} + \omega_{21}} = \frac{2}{\omega_{12} + \omega_{21}} \text{ puisque } \omega_{12}\omega_{21} = 1$$

$$\Leftrightarrow th\left(\frac{\lambda_2}{2}\right)^2 - (\omega_{12} + \omega_{21})th\left(\frac{\lambda_2}{2}\right) + 1 = 0$$

$$\Leftrightarrow \left( th\left(\frac{\lambda_2}{2}\right) - \omega_{12} \right) \left( th\left(\frac{\lambda_2}{2}\right) - \omega_{21} \right) = 0 \quad [24]$$

De nouveau, cette équation possède quatre solutions (Tableau 5 obtenu avec les paramètres [21] sauf l'indice  $n_3$  qui devient égal à  $n_1$  et vaut 1,45). Il s'agit des modes 1 - symétrique ; 2 – SPP simple à l'interface Au/Silice ; 3 - antisymétrique ; 4 – SPP simple à l'interface Silice/Au. Les modes 2 et 4 se composent d'un SPP se propageant sur une seule interface et présentant des fuites radiatives à partir de l'interface opposée alors que les modes 1 et 3 se composent de deux SPP couplés de part et d'autre de la couche métallique. A partir de l'équation [20], l'étude de l'évolution des quatre modes en fonction de l'indice de réfraction  $n_3$  du milieu 3, lorsque cet indice varie de  $n_3 = 1$  à  $n_3 = 1,45$  montre que les modes 1 à 4 du tableau 4 convergent bien respectivement vers les modes 1 à 4 du tableau 5.

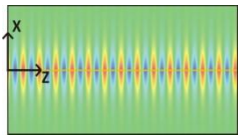
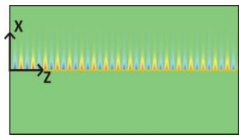
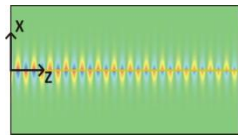

Solutions :	1	2	3	4
	Mode symétrique	Mode Au/Silice	Mode antisymétrique	Mode Silice/Au
$n_{x1}$	$-4,737 \cdot 10^{-3} + 0,1662 i$	$1,334 \cdot 10^{-2} - 0,2192 i$	$-2,690 \cdot 10^{-2} + 0,2881 i$	$-1,334 \cdot 10^{-2} + 0,2192 i$
$n_{x2}$	$0,5683 + 9,773 i$	$0,5680 + 9,774 i$	$0,5674 + 9,776 i$	$0,5680 + 9,774 i$
$n_{x3}$	$-4,737 \cdot 10^{-3} + 0,1662 i$	$-1,334 \cdot 10^{-3} + 0,2192 i$	$-2,690 \cdot 10^{-2} + 0,2881 i$	$1,334 \cdot 10^{-2} - 0,2192 i$
$n_{SPP}$	$1,460 + 5,408 \cdot 10^{-4} i$	$1,466 + 1,994 \cdot 10^{-3} i$	$1,478 + 5,243 \cdot 10^{-3} i$	$1,466 + 1,994 \cdot 10^{-3} i$
$n_{eff}$	1,460	1,466	1,478	1,466
$L_{SPP}(\mu m)$	456,2	123,7	47,1	123,7
Hy Dimensions X=7,5 $\mu m$ Z=15 $\mu m$				

Tableau 5 : Solutions de l'équation [24] sur une double interface Silice/Au/Silice pour  $h_{Au}=50nm$  à la longueur d'onde  $\lambda=1,55\mu m$

Dans le cas du mode symétrique, la composante  $H_y$  est symétrique par rapport au centre de la couche d'or et correspond à une fonction paire suivant  $X$ . Inversement, pour le mode antisymétrique, la composante  $H_y$  est antisymétrique par rapport au centre de la couche d'or et correspond à une fonction impaire suivant  $X$  (Figure 11). Le mode symétrique présente une longueur de propagation plus importante qu'un SPP se propageant sur une simple interface Au/Silice ( $L_{SPP}=456,2\mu m > 123,7\mu m$ ). Cette augmentation de  $L_{SPP}$  s'explique par une plus forte délocalisation du champ EM de part et d'autre de la couche d'or. Ce mode est la base dans un espace à 2D des structures de guides d'onde LRSPP<sup>50</sup>. Malheureusement, cette forte délocalisation du champ entraîne un confinement du mode qui devient faible, donc un pouvoir d'intégration pour un circuit intégré plasmonique très limité.

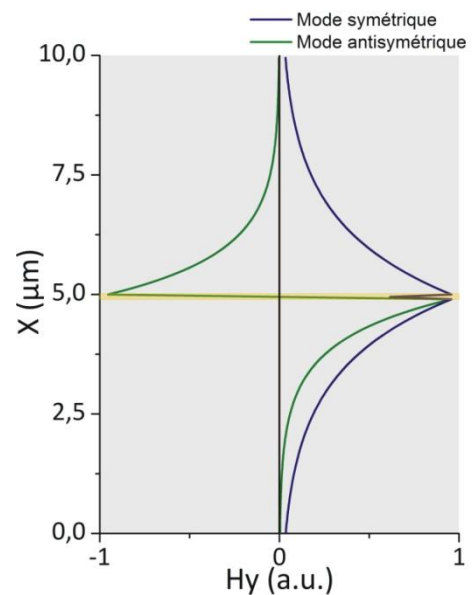


Figure 11 : Profil des composantes  $H_y$  des modes symétrique (1) et antisymétrique (3) présentés dans le tableau 5

En effet, le mode symétrique associé à ces guides peut s'étendre sur des profondeurs de pénétration dans le diélectrique très supérieures à la longueur d'onde (Figure 11). Pour réaliser des guides d'onde LRSPP avec de très grandes longueurs de propagation, l'épaisseur de la couche d'or doit être minimale ( $h_{Au} < 20\text{nm}$ ), ainsi la longueur de propagation peut dépasser plusieurs mm.

A l'opposé, le mode antisymétrique, d'indice effectif plus élevé, présente un confinement du champ EM plus important que celui d'un SPP se propageant sur une simple interface Au/Silice (Tableau 5) ce qui se traduit par une longueur de propagation plus faible ( $L_{SPP} = 47,1\mu\text{m} < 123,7\mu\text{m}$ ).

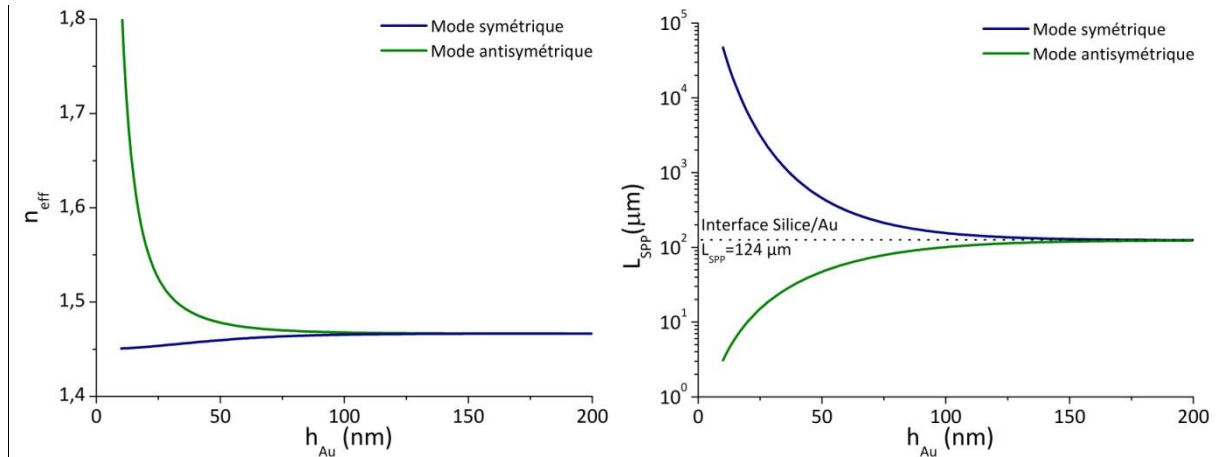


Figure 12 : a) Evolution de l'indice effectif et b) de la longueur de propagation des modes symétrique et antisymétrique en fonction de l'épaisseur d'or sur une double interface Silice/Au/Silice

Pour affiner les calculs précédents, il peut être nécessaire de tenir compte de la couche d'accrochage en chrome utilisée en pratique lors du dépôt métallique pour que la couche d'or adhère au substrat en silice (§IV.1.B). Cette prise en compte nécessite l'étude d'une structure triple interface de type DMM'D'.

D'autre part, plusieurs structures de guides d'onde plasmoniques permettant d'augmenter le degré de confinement du champ nécessitent également d'étudier des structures triple interfaces de type DMD'D'' : les guides DLSPP ou les guides hybrides (Figure 2).

### C. Etude d'une structure contenant trois interfaces successives :

#### a. Détermination de l'équation d'accord de phase

Comme précédemment, pour un état de polarisation TM, le champ magnétique  $\vec{H}$  peut être mis sous une forme similaire à celle représentée par l'équation [1] mais avec un indice  $j=1,2, 3$  et 4 :

	$f_4(x) = A_4 e^{ik_{x4}(x-h_2-h_3)}$	[25]
$f_3(x) = A_3 ch(ik_{x3}x) + B_3 sh(ik_{x3}x)$	[26]	
$f_2(x) = A_2 ch(ik_{x2}x) + B_2 sh(ik_{x2}x)$	[27]	
$f_1(x) = A_1 e^{-ik_{x1}x}$	[28]	

La continuité des composantes tangentielles à l'interface en  $x=0$  impose :

$$A_1 = A_2 \text{ et } -i \frac{k_{x1}}{\epsilon_1} A_1 = i \frac{k_{x2}}{\epsilon_2} A_2 \quad [29]$$

De plus, en  $x=h_2$  :

$$A_2 ch(\lambda_2) + B_2 sh(\lambda_2) = A_3 ch(\lambda_{32}) + B_3 sh(\lambda_{32}) \text{ et} \\ i \frac{k_{x2}}{\varepsilon_2} (A_2 sh(\lambda_2) + B_2 ch(\lambda_2)) = i \frac{k_{x3}}{\varepsilon_3} (A_3 sh(\lambda_{32}) + B_3 ch(\lambda_{32})) \quad [30] \\ \text{où } \lambda_j = ik_{xj}h_j \text{ et } \lambda_{jk} = ik_{xj}h_k$$

En  $x=h_2+h_3$  :

$$A_3 ch(\lambda_3 + \lambda_{32}) + B_3 sh(\lambda_3 + \lambda_{32}) = A_4 \text{ et} \\ i \frac{k_{x3}}{\varepsilon_3} (A_3 sh(\lambda_3 + \lambda_{32}) + B_3 ch(\lambda_3 + \lambda_{32})) = i \frac{k_{x4}}{\varepsilon_4} A_4 \quad [31]$$

Ce qui conduit à\* :

$$(\omega_{12} th(\lambda_2) - 1)(\omega_{34} th(\lambda_3) - 1) + \omega_{23} (th(\lambda_2) - \omega_{12})(th(\lambda_3) - \omega_{34}) = 0 \quad [32]$$

### b. Etude de la triple interface Silice/Cr/Au/Air

Une couche mince de chrome de 5 à 10 nm d'épaisseur servant d'accrochage est généralement déposée sur le substrat de silice comme étape préliminaire pour permettre à la couche d'or d'adhérer efficacement (§IV.1.B). La partie réelle de la permittivité du chrome étant très faible en comparaison de celles de l'argent, de l'or, de l'aluminium et du cuivre, ses propriétés plasmoniques sont défavorables (faible longueur de propagation - Figure 5). Ainsi, les résultats des modélisations numériques réalisées peuvent être faussés si la présence de cette couche d'accrochage est négligée. Nous allons comparer en particulier les propriétés plasmoniques du mode à fuites (KR) et du mode lié sur l'interface triple Silice/Cr/Au/Air avec celles obtenues précédemment pour les mêmes modes sur une interface double Silice/Au/Air (Tableau 6). Les paramètres comparés sont l'angle de résonance  $i_{res}$  pour le mode à fuites, la profondeur de pénétration dans la silice  $\delta_{silice}$  pour le mode lié, la profondeur de pénétration dans l'air  $\delta_{air}$ , l'indice effectif  $n_{eff}$  et la longueur de propagation  $L_{SPP}$ . Nous utilisons les paramètres suivants\*\* :

$$\lambda = 1,55\mu m ; n_1 = 1,45 ; n_2 = n_{Cr} = 4,260 + 4,939i ; h_2 = h_{Cr} = 10nm ; \\ n_3 = n_{Au} = 0,5748 + 9,664i ; h_3 = h_{Au} = 50nm ; n_4 = 1 \text{ où } \forall j, \varepsilon_j = n_j^2 \quad [33]$$

Dans le cas du mode à fuites (KR – ou mode 2 dans le tableau 4), le SPP se propage principalement à l'interface Au/Air. La couche de chrome a alors peu d'influence sur les propriétés du SPP avec simplement une légère différence sur la profondeur de pénétration dans l'air  $\delta_{Air}$  et sur la longueur de propagation  $L_{SPP}$ . Par contre, pour le mode lié, où le SPP se propage à l'interface Silice/Au, l'ajout d'une couche intermédiaire de chrome localisée entre la Silice et l'or se traduit par une chute très marquée de la longueur de propagation ainsi qu'une réduction importante de la profondeur de pénétration  $\delta_{silice}$  du SPP dans la silice. En effet, le SPP étant évanescant dans le métal avec une profondeur de pénétration de l'ordre de 25 nm, une part importante du champ se situe alors dans le chrome. Le SPP est alors fortement affecté par la permittivité défavorable du chrome et la longueur de propagation devient beaucoup plus faible.

\* Il est possible de retrouver l'équation [20] à partir de l'équation [32] en retirant le milieu 3 ( $h_3 = 0 \Rightarrow th(\lambda_3) = 0$ ) et en considérant des milieux 3 et 4 identiques ( $\varepsilon_3 = \varepsilon_4 \Rightarrow \omega_{34} = 1$ ).

\*\* Les indices de réfraction de l'Au et du Cr ont été calculés à partir de la référence 69.

Solutions :		Interface Silice/Au/Air		Interface Silice/Cr/Au/Air	
		Mode à fuites (KR)	Mode lié	Mode à fuites (KR)	Mode lié
$i_{res}$	$\delta_{Silice}(\mu m)$	43,91°	1,077	43,91°	0,856
$\delta_{Air}(\mu m)$		2,312	0,229	2,339	0,227
$n_{eff}$		1,006	1,468	1,006	1,477
$L_{SPP}(\mu m)$		262,5	95,85	254,3	17,55

Tableau 6 : Comparaison des propriétés du mode à fuites et du mode lié sur des interfaces Silice/Au/Air et Silice/Cr/Au/Air avec  $h_{Au}=50nm$  et  $h_{Cr}=10nm$

L'étude de l'évolution des longueurs de propagation du mode à fuites et du mode lié avec l'épaisseur d'or pour une épaisseur de chrome fixée à 10nm (Figure 13), permet de montrer que quelque soit l'épaisseur d'or, il sera possible de négliger la couche de chrome pour le mode à fuites car celle-ci influence très peu les caractéristiques obtenues. Cette approximation ne peut cependant pas être appliquée au cas du mode lié où les propriétés sont modifiées radicalement. Pour simplifier les calculs, la couche de chrome sera négligée dans la suite. En effet, seuls les modes se propageant dans l'air du côté opposé à la couche de chrome seront détectés expérimentalement avec le microscope en champ proche optique.

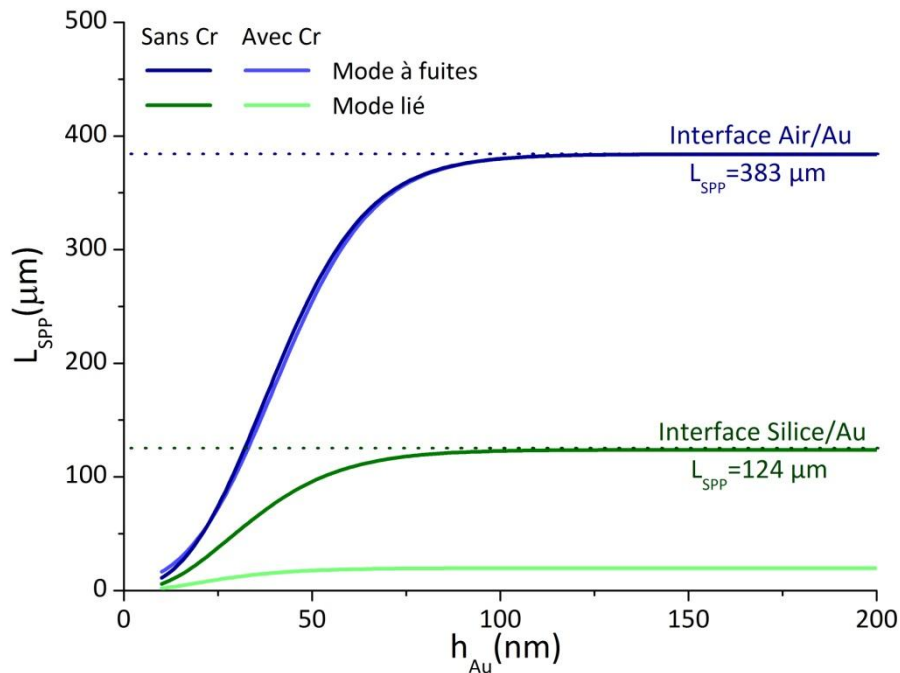


Figure 13 : Evolution des longueurs de propagation du mode à fuites et du mode lié avec l'épaisseur d'or sur une triple interface Silice/Cr(10nm)/Au/Air

Lorsque l'épaisseur  $h_{Au}$  augmente, les valeurs des longueurs de propagation du mode à fuites et du mode lié tendent asymptotiquement vers les longueurs de propagation des SPP se propageant respectivement sur les simples interfaces Au/Air et Silice/Au.

Pour augmenter le confinement des modes plasmoniques, il est possible de réaliser des guides d'onde DLSPP en déposant une épaisseur de polymère au dessus de la couche d'or par des processus de lithographie. En travail préliminaire, il est alors également possible d'étudier avec le même modèle l'influence de l'épaisseur du polymère sur les modes pour un guide DLSPP constitué par une interface triple Silice/Au/Polymère/Air.

## c. Etude de la triple interface Silice/Au/Polymère/Air

Recherchons les solutions TM pour une triple interface Silice/Au/Polymère/Air avec les paramètres suivants\* :

$$\begin{aligned} \lambda &= 1,55\mu\text{m} ; h_2 = 50\text{nm} ; n_1 = 1,45 ; n_2 = 0,5748 + 9,664i ; \\ n_3 &= 1,64 ; n_4 = 1 \text{ où } \forall j, \varepsilon_j = n_j^2 \end{aligned} \quad [34]$$

Lorsque l'épaisseur de la couche de polymère augmente, le nombre de solutions de l'équation [32] augmente. Sur la figure 14 est représentée l'évolution de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  de l'ensemble des modes TM présentant une décroissance exponentielle dans l'air (c'est-à-dire dont la partie imaginaire du vecteur d'onde dans l'air est positive :  $\text{Im}(n_{4x}) > 0$ ) pour une épaisseur de polymère  $h_3$  comprise entre 0 et 2  $\mu\text{m}$  et une épaisseur d'or  $h_{\text{Au}}$  de 50nm.

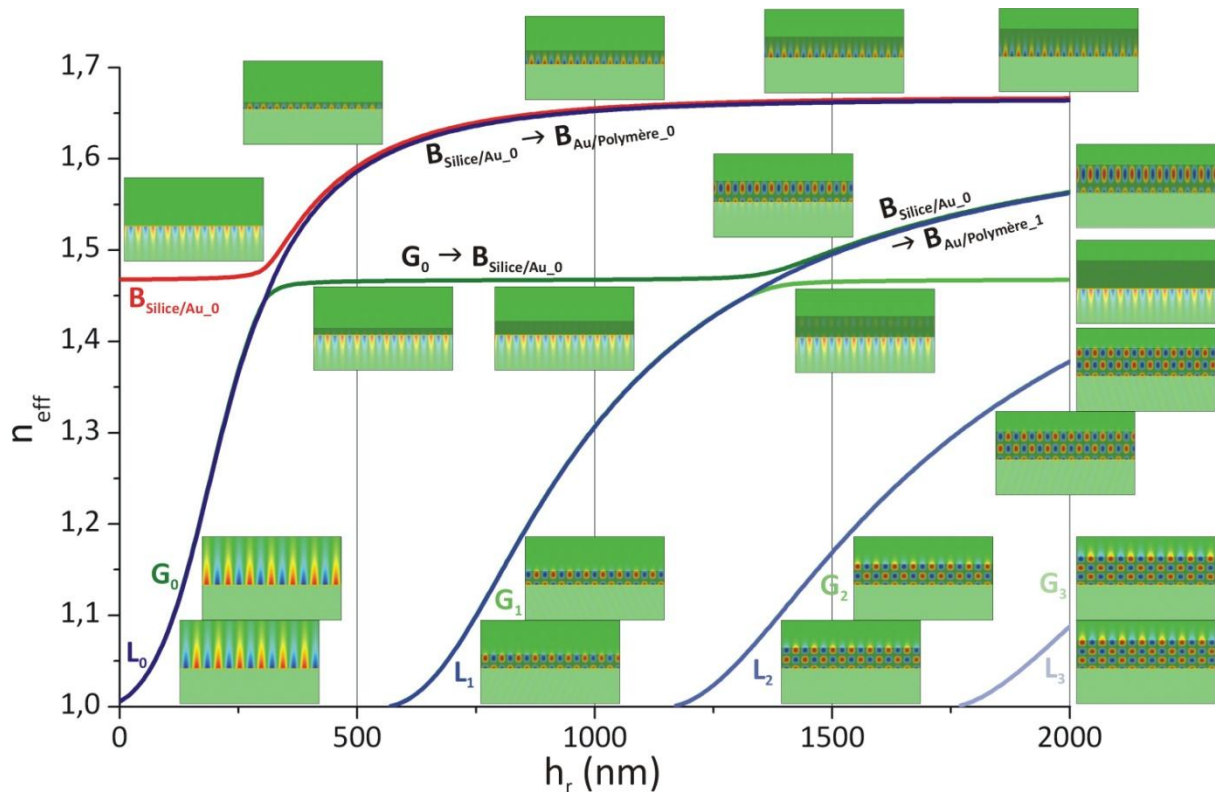


Figure 14 : Evolution des modes en fonction de l'épaisseur de polymère  $h_3$  sur l'interface Silice/Au/Polymère/Air

Lorsque l'épaisseur de polymère est nulle, on retrouve une double interface Silice/Au/Air dont les solutions ont été décrites précédemment (Tableau 4). Nous retenons seulement les trois premières solutions, et nous allons étudier l'évolution de ces trois modes avec l'ajout de la couche de polymère. La nomenclature utilisée pour désigner ces trois premiers modes est:

- $L_0$  pour le mode à fuites (**L**eaky) sur l'interface Au/Air
- $G_0$  pour le mode d'injection (**G**rowing) sur l'interface Au/Air
- $B_{\text{Silice/Au}_0}$  : pour le mode lié à l'interface Silice/Au (**B**ound)

\* La valeur  $n_3$  correspond à l'indice de réfraction de la résine polymère utilisée pour fabriquer les guides d'onde DLSP (IV.1). Cet indice  $n$  étant pas connu à  $\lambda=1,55\mu\text{m}$ , le choix a été de prendre celui fourni à 633nm par le fabricant de la résine SAL601. en supposant une faible variation d'indice entre les deux longueurs d'onde.

Lorsque l'épaisseur de polymère augmente, de nouveaux modes apparaissent et les modes déjà existants évoluent. Par exemple, le mode  $B_{\text{Silice/Au}_0}$ , initialement lié à l'interface Silice/Au, change d'interface et devient un mode  $B_{\text{Au/Polymère}_0}$  lié à l'interface Au/Polymère.

L'évolution des deux modes  $L_0$  et  $G_0$  est particulièrement intéressante lorsque l'épaisseur de polymère augmente. En effet, ces deux modes subissent deux évolutions différentes en particulier lorsque leurs indices effectifs deviennent supérieurs à l'indice du substrat. Alors que le mode  $G_0$  se transforme en mode lié à l'interface Silice/Au, les fuites du mode  $L_0$  deviennent quasiment rasantes (avec un front d'onde qui devient quasiment perpendiculaire à l'interface). Ce mode se retrouve alors dégénéré avec le mode lié  $B_{\text{Au/Polymère}_0}$ . Ainsi pour une épaisseur de polymère de l'ordre de 500nm, seuls deux modes coexistent : un mode lié à l'interface Silice/Au ( $n_{\text{eff}}=1,466 - L_{\text{SPP}}=139,0\mu\text{m}$ ) et un mode lié à l'interface Au/Polymère ( $n_{\text{eff}}=1,591 - L_{\text{SPP}}=29,06\mu\text{m}$ ).

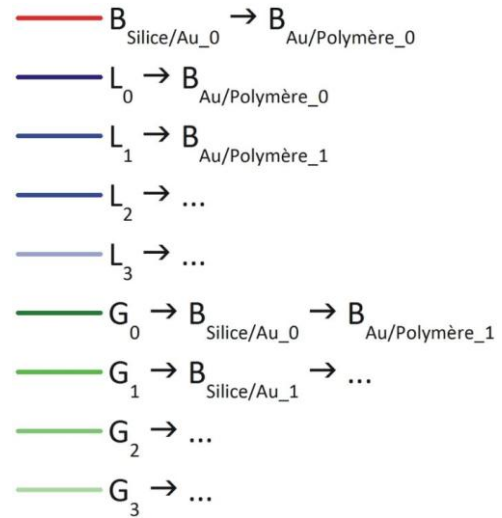


Figure 15 : Evolutions des modes TM sur une triple interface Silice/Au/Polymère/Air lorsque l'épaisseur de polymère augmente

Lorsque l'épaisseur de polymère  $h_3$  dépasse 600nm, deux nouveaux modes, d'indices effectifs légèrement supérieurs à l'indice de l'air, apparaissent. Il s'agit des modes  $L_1$  et  $G_1$ . De la même manière que pour les modes  $L_0$  et  $G_0$ , il est possible d'injecter de la lumière dans ces modes en configuration de KR tant que leurs indices effectifs restent inférieurs à l'indice du substrat.

Lorsque l'épaisseur de polymère  $h_3$  devient supérieure à 1200nm, les modes  $L_2$  et  $G_2$  apparaissent.  $G_0$  devient un second mode lié  $B_{\text{Au/Polymère}_1}$  à l'interface Au/Polymère avec une distribution de champ antisymétrique dans la couche de polymère.  $G_1$  se transforme en mode lié  $B_{\text{Silice/Au}_1}$  à l'interface Silice/Au et  $L_1$  devient aussi un mode lié  $B_{\text{Au/Polymère}_1}$  à l'interface Au/Polymère dégénéré avec  $G_0$ . L'évolution des différents modes est résumée sur la figure 15.

Le confinement transverse du mode est étroitement lié à l'indice effectif. Plus celui-ci sera élevé, plus les dimensions du guide pourront être réduites permettant d'augmenter le degré d'intégration d'un circuit plasmonique utilisant comme brique de base ces guides. Ainsi pour le mode  $B_{\text{Au/Polymère}_0}$ , une épaisseur de polymère de l'ordre de  $h_3=500-600\text{nm}$  est particulièrement adaptée à la réalisation de guide d'onde DLSPP monomode. Néanmoins, ce type de guides possède deux inconvénients. Le premier défaut est qu'il n'est plus possible d'utiliser la configuration de KR avec un prisme en Silice pour générer le SPP car l'indice effectif devient trop élevé. Le deuxième inconvénient est une longueur de propagation ( $L_{\text{SPP}}=29,06\mu\text{m}$ ) bien plus faible que dans le cas d'une interface Silice/Au/Air ( $L_{\text{SPP}}=262,5\mu\text{m}$ ) due à un confinement du champ plus important. Une solution récemment proposée<sup>65</sup> consiste à ajouter une couche de polymère supplémentaire appelée « buffer » entre le substrat et la couche de métal. Il s'agit du guide d'onde LRDLSPP. La particularité de ce mode est qu'en choisissant bien l'épaisseur du buffer, la longueur de propagation  $L_{\text{SPP}}$  peut atteindre plusieurs mm. Pour étudier une telle approche basée sur un empilement Substrat/Polymère/Métal/Polymère/Air, il est nécessaire de pousser l'étude à des structures basées sur une quadruple interface.



## D. Etude d'une structure contenant quatre interfaces successives :

### a. Détermination de l'équation d'accord de phase

Pour un état de polarisation TM, le champ magnétique  $\vec{H}$  peut être mis sous la forme décrite par l'équation [1] mais avec un indice  $j=1,2, 3, 4$  et 5 pour une quadruple interface :

$\epsilon_5$		$f_5(x) = A_5 e^{ik_{x5}(x-h_2-h_3-h_4)}$	[35]
--------------	--	---	------

$\epsilon_4$	$h_4$	$f_4(x) = A_4 ch(ik_{x4}x) + B_4 sh(ik_{x4}x)$	[36]
--------------	-------	--	------

$\epsilon_3$	$h_3$	$f_3(x) = A_3 ch(ik_{x3}x) + B_3 sh(ik_{x3}x)$	[37]
--------------	-------	--	------

$\epsilon_2$	$h_2$	$f_2(x) = A_2 ch(ik_{x2}x) + B_2 sh(ik_{x2}x)$	[38]
--------------	-------	--	------

$\epsilon_1$		$f_1(x) = A_1 e^{-ik_{x1}(x)}$	[39]
--------------	--	--------------------------------	------

La continuité des composantes tangentielles à l'interface en  $x=0$  impose :

$$A_1 = A_2 \text{ et } -i \frac{k_{x1}}{\epsilon_1} A_1 = i \frac{k_{x2}}{\epsilon_2} A_2 \quad [40]$$

En  $x=h_2$  :

$$A_2 ch(\lambda_2) + B_2 sh(\lambda_2) = A_3 ch(\lambda_{32}) + B_3 sh(\lambda_{32}) \text{ et}$$

$$i \frac{k_{x2}}{\epsilon_2} (A_2 sh(\lambda_2) + B_2 ch(\lambda_2)) = i \frac{k_{x3}}{\epsilon_3} (A_3 sh(\lambda_{32}) + B_3 ch(\lambda_{32})) \quad [41]$$

où  $\lambda_j = ik_{xj}h_j$  et  $\lambda_{jk} = ik_{xj}h_k$

En  $x=h_2+h_3$  :

$$A_3 ch(\lambda_3 + \lambda_{32}) + B_3 sh(\lambda_3 + \lambda_{32}) = A_4 ch(\lambda_{42} + \lambda_{43}) + B_4 sh(\lambda_{42} + \lambda_{43}) \text{ et}$$

$$i \frac{k_{x3}}{\epsilon_3} (A_3 sh(\lambda_3 + \lambda_{32}) + B_3 ch(\lambda_3 + \lambda_{32})) = i \frac{k_{x4}}{\epsilon_4} (A_4 sh(\lambda_{42} + \lambda_{43}) + B_4 ch(\lambda_{42} + \lambda_{43})) \quad [42]$$

En  $x=h_2+h_3+h_4$  :

$$A_4 ch(\lambda_4 + \lambda_{42} + \lambda_{43}) + B_4 sh(\lambda_4 + \lambda_{42} + \lambda_{43}) = A_5 \text{ et}$$

$$i \frac{k_{x4}}{\epsilon_4} (A_4 sh(\lambda_4 + \lambda_{42} + \lambda_{43}) + B_4 ch(\lambda_4 + \lambda_{42} + \lambda_{43})) = i \frac{k_{x5}}{\epsilon_5} A_5 \quad [43]$$

Ce qui conduit à :

$$(\omega_{12} th(\lambda_2) - 1)(\omega_{34}(th(\lambda_4) - \omega_{45})th(\lambda_3) - (\omega_{45}th(\lambda_4) - 1))$$

$$+ \omega_{23}(th(\lambda_2) - \omega_{12})((\omega_{45}th(\lambda_4) - 1)th(\lambda_3) - \omega_{34}(th(\lambda_4) - \omega_{45})) = 0 \quad [44]$$

### b. Etude de l'interface Silice/Polymère/Au/Polymère/Air

Recherchons les solutions TM pour une quadruple interface Silice/Polymère/Au/Polymère/Air avec les paramètres suivants :

$$\lambda = 1,55 \mu m ; h_3 = h_{Au} = 15 ; 30 ; 50 \text{ nm} ; h_4 = 500 \text{ nm} ; n_1 = 1,45 ;$$

$$n_2 = n_4 = 1,64 ; n_3 = 0,5748 + 9,664i ; n_5 = 1 \text{ où } \forall j, \epsilon_j = n_j^2 \quad [45]$$

L'objectif des structures de guides d'onde LRDLSP est de combiner un fort confinement transversal du mode avec une longueur de propagation importante. Pour cela, l'idée est de fusionner un mode « Long-Range » (mode symétrique - tableau 5) avec un mode « Dielectric-Loaded » d'indice

effectif élevé (mode  $B_{Au/Polymère_0}$  - Figure 14). Comme pour le mode symétrique, l'épaisseur d'or doit être la plus faible possible pour limiter l'absorption dans le métal. Afin de symétriser la structure, un cinquième milieu est ajouté entre le substrat et la couche métallique. Plusieurs structures ont d'ores et déjà été proposées<sup>65,66</sup>. Afin de faciliter la comparaison avec les paragraphes précédents, les paramètres utilisés dans les modélisations numériques sont ceux décrits en [45]. Avec ces paramètres, deux modes apparaissent, correspondant aux modes symétrique et antisymétrique déjà présentés pour la double interface symétrique Silice/Au/Silice (Tableau 5).

L'étude de l'évolution de la longueur de propagation  $L_{SPP}$  de ces deux modes en fonction de l'épaisseur de buffer  $h_2$  pour trois épaisseurs d'or  $h_{Au}$  différentes, permet de montrer que pour une épaisseur de buffer particulière notée  $h_{2LR}$ ,  $L_{SPP}$  devient maximale pour le mode symétrique (Figure 16a). Cette épaisseur  $h_{2LR}$  augmente légèrement avec l'épaisseur d'or. Ainsi, pour une épaisseur d'or  $h_{Au}=15\text{nm}$  et une épaisseur de buffer  $h_{2LR}=252,5\text{nm}$ , il est possible d'atteindre une longueur de propagation  $L_{SPP}=2,021\text{ mm}$  avec un indice effectif  $n_{eff}=1,521$  (Tableau 7). Inversement, pour la même épaisseur  $h_{2LR}$ , la longueur de propagation  $L_{SPP}$  du mode antisymétrique passe par un minimum. Ainsi, si ces deux modes se retrouvent en compétition, seul le mode symétrique subsiste après quelques  $\mu\text{m}$  de propagation (Figure 17), le mode antisymétrique étant rapidement dissipé dans la couche métallique d'or.

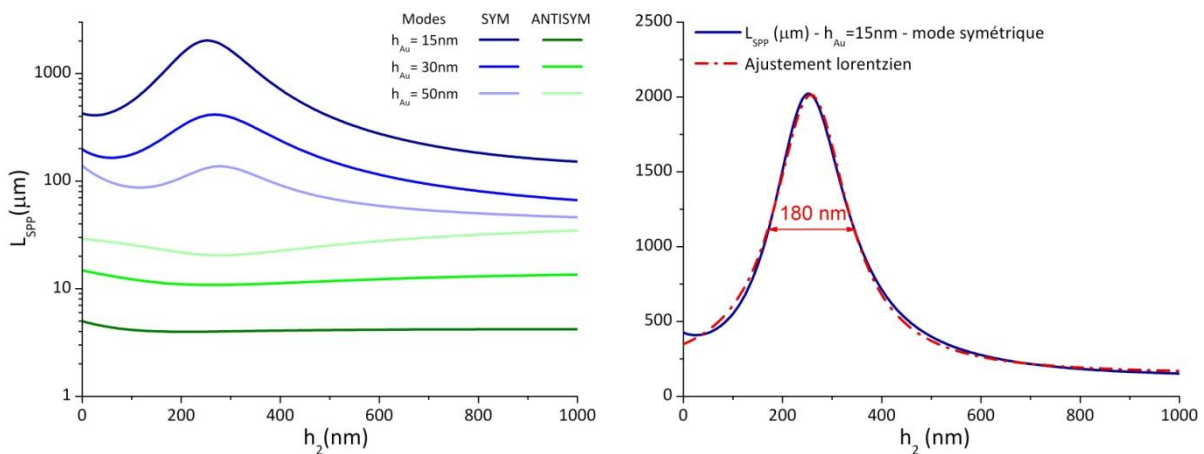
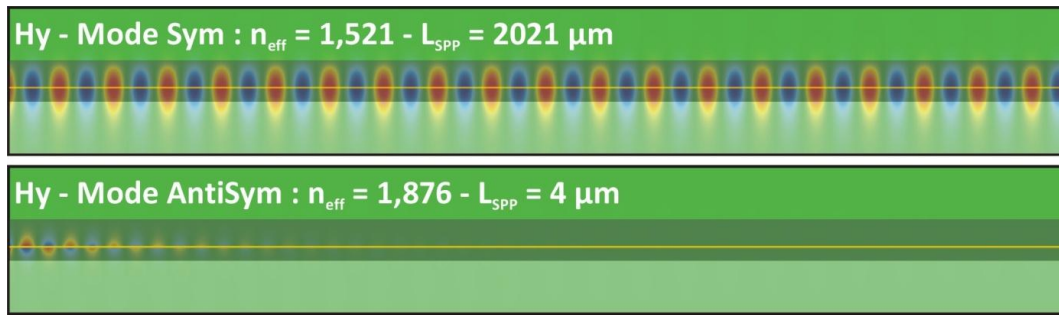


Figure 16 : a) Evolution de la longueur de propagation avec l'épaisseur de buffer  $h_2$  pour trois épaisseurs d'or différentes  
b) Ajustement lorentzien pour le mode symétrique et  $h_{Au}=15\text{nm}$

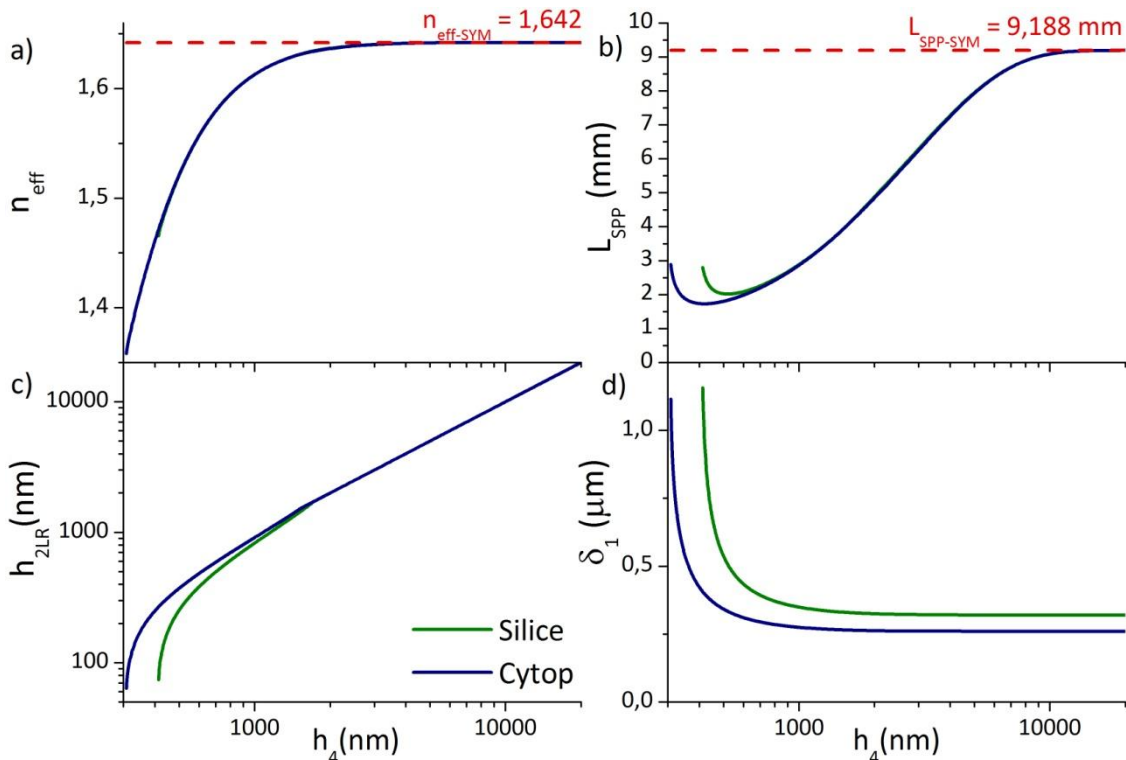
$h_{Au}$	15 nm	30 nm	50 nm
$n_{eff}$	1,521	1,541	1,561
$L_{SPP}$ ( $\mu\text{m}$ )	2021	414,4	137,1
$h_{2LR}$ (nm)*	252,5	265,0	280,0

Tableau 7 : Propriétés du mode symétrique sur l'interface Silice/Polymère/Au/Polymère/Air avec  $h_4=500\text{nm}$

\* L'épaisseur du buffer  $h_{2LR}$  est optimisée pour maximiser la longueur de propagation du SPP


 Figure 17 : Modes Symétrique et Antisymétrique ( $h_2=252,5\text{nm}$  -  $h_{Au}=15\text{nm}$  -  $h_4=500\text{nm}$ )

La principale contrainte consiste à optimiser précisément l'épaisseur de la couche de buffer pour obtenir une longueur de propagation maximum pour le mode symétrique, comme cela est fait dans le tableau 7. Il est possible d'évaluer la tolérance sur l'épaisseur du buffer à utiliser en ajustant une courbe lorentzienne sur le pic observé sur la figure 16b. La largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 180nm pour une épaisseur de buffer optimum de 252,5nm. La tolérance est donc relativement élevée et l'optimisation ne pose pas de problème particulier en pratique.


 Figure 18 : a) Evolution de l'indice effectif, b) de la longueur de propagation, c) de  $h_{2LR}$  et d) de la profondeur de pénétration dans le substrat  $\delta_1$  avec l'épaisseur de polymère  $h_4$  pour des substrats de Silice et de CYTOP

Malgré la dissymétrie entre le substrat et l'air, il est possible de relier les propriétés du mode symétrique de l'interface Silice/Polymère/Au/Polymère/Air à celles d'une double interface symétrique Polymère/Au/Polymère en considérant les épaisseurs des deux couches de polymères infinies. Il est en particulier intéressant d'étudier l'évolution des caractéristiques du mode en fonction de l'épaisseur  $h_4$ , dans le cas spécifique où le champ est symétrisé ( $L_{SPP}$  maximale et  $h_2=h_{2LR}$ ) et où la couche d'or est suffisamment fine ( $h_{Au}=15\text{nm}$ ) pour obtenir une longueur de propagation élevée. Deux séries de calculs ont été effectuées pour étudier l'influence du choix du substrat. La

première série est réalisée avec un substrat en silice d'indice de réfraction  $n_1=1,45$ , la deuxième avec un substrat en CYTOP<sup>65,\*</sup>, d'indice de réfraction plus faible  $n_1=1,34$ .

Pour des épaisseurs  $h_4 > 10 \mu\text{m}$ , on retrouve le mode symétrique DMD pour lequel  $n_{\text{eff-SYM}} = 1,642$  et  $L_{\text{SPP-SYM}} = 9,188 \text{ mm}$  (Figure 19a).

Pour des épaisseurs  $h_4 > 2 \mu\text{m}$ , les épaisseurs optimisées de polymère de part et d'autre du métal sont pratiquement identiques  $h_{2\text{LR}} \approx h_4$  (Figure 18c). En effet, comme le champ pénètre très peu dans l'air et le substrat, il suffit que  $h_2 = h_4$  pour le champ soit symétrisé (Figure 19b).

Par contre, lorsque  $h_4 < 2 \mu\text{m}$ , le champ EM se délocalise de plus en plus dans le substrat et dans l'air. L'optimum  $h_{2\text{LR}}$  devient alors plus faible que  $h_4$ . La répartition du mode est alors de plus en plus dissymétrique (Figure 19c). Pour des épaisseurs très faibles, la profondeur de pénétration dans le substrat  $\delta_1$  finit par diverger lorsque  $h_4$  atteint une valeur limite. On constate que cette épaisseur limite dépend alors de l'indice du substrat. Pour un substrat en CYTOP, celle-ci sera plus faible que pour un substrat en silice. Ainsi, une diminution de l'écart entre les indices de réfraction de l'air et du substrat permet de réduire les dimensions des couches de polymère de part et d'autre du métal. Par exemple, pour  $h_{2\text{LR}} = 75 \text{ nm}$ ,  $h_4$  vaut 414 nm pour un substrat en Silice alors qu'il atteint seulement 310 nm pour un substrat en CYTOP.

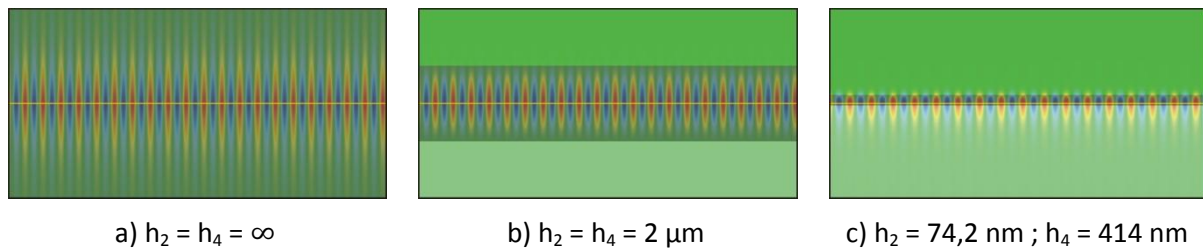


Figure 19 : Evolution de la distribution spatiale du champ  $H_y$  pour trois épaisseurs  $h_2$  et  $h_4$  différentes

Le mode LRDLSP symétrique permet effectivement d'atteindre des longueurs de propagation  $L_{\text{SPP}}$  supérieures au mm tout en conservant un confinement transverse du champ très supérieur à celui obtenu avec un simple mode LRSP symétrique (voir la comparaison graphique entre figure 19a) et c)). Cependant, la comparaison de ce mode LRDLSP symétrique avec le mode TM guidé par un guide diélectrique planaire constitué par une simple couche polymère d'indice de réfraction  $n_2$  et d'épaisseur  $h_2+h_3+h_4$  sans métal (Figure 20) montre aussi la limite de cette approche d'optimisation. En effet, il apparaît que ce mode plasmonique devient quasiment identique à un simple mode diélectrique de polarisation TM se propageant à l'intérieur d'un ruban en polymère. L'indice effectif du mode diélectrique est légèrement inférieur à celui du LRDLSP et le gain en termes d'intégration apporté par l'ajout de la couche d'or de 15nm est relativement limité. Une épaisseur d'or plus élevée permet d'améliorer le confinement du champ, mais cela est obtenu au détriment de la longueur de propagation. Il s'agit alors, comme pour une large majorité de guides plasmoniques, de faire un compromis entre une longueur de propagation élevée ou un confinement transversal inférieur à celui obtenu avec un guide diélectrique. Le positionnement optimum de la couche d'or pour obtenir une longueur de propagation maximale se déduit aisément de la répartition du champ du mode diélectrique en plaçant le centre de la couche de métal précisément au maximum du champ dans le ruban.

\* Le CYTOP® est un fluoropolymère amorphe largement utilisé dans des applications d'optique (ex : revêtement antireflet) et d'électronique (ex : revêtement diélectrique pour les semi-conducteurs) pour ses excellentes propriétés chimiques, thermiques et électriques, son faible indice de réfraction et surtout sa très grande transparence. Il est utilisé dans la réalisation pratique du LRDLSP proposé par T. Holmgaard et al.<sup>65</sup>.

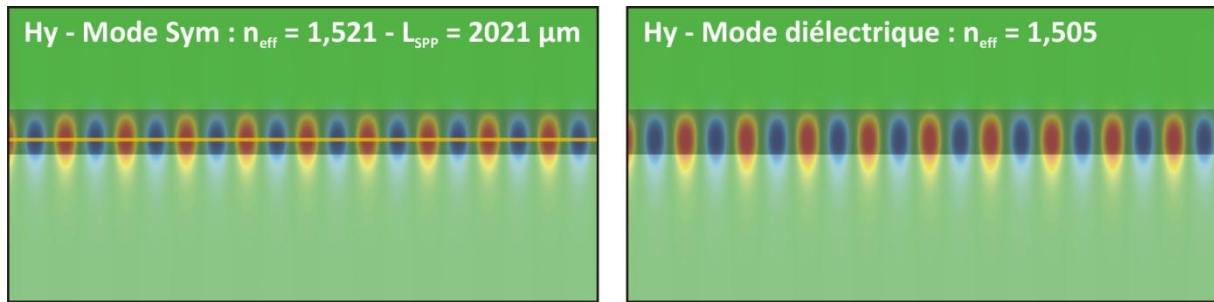


Figure 20 : Comparaison du mode LRDLSP symétrique avec un guide d'onde planaire diélectrique équivalent

### E. Généralisation pour un système contenant un nombre N quelconque d'interfaces

La comparaison des équations [6], [20], [32] et [44], montre que l'établissement de l'équation d'accord de phase devient de plus en plus complexe au fur et à mesure que le nombre d'interfaces constituant le système augmente. Cette complexité apparente peut être considérablement simplifiée en utilisant un algorithme basé sur une approche itérative. Cette méthode est présentée dans l'annexe II en reprenant successivement les cas particuliers précédents contenant de 1 à 4 interfaces. La notation généralisée obtenue permet d'établir facilement l'expression analytique de l'équation d'accord de phase par une succession d'itérations en cascade sur les indices des différents milieux constituant le système. Elle facilite également le développement d'un algorithme pour résoudre numériquement l'équation d'accord de phase sur une structure planaire, quelque soit son degré de complexité (nombre d'interfaces, nature diélectrique ou métallique des milieux, épaisseurs des couches ...). La résolution numérique de l'équation d'accord de phase permet de calculer les valeurs de  $k_{SPP}$  correspondant aux différents modes propres supportés par la structure 2D. Il est alors possible de retrouver les différents paramètres associés aux modes et de déterminer la distribution spatiale du champ EM associé.

L'étude que nous venons de présenter sur les modes propres plasmoniques des guides plans 2D est une étape préliminaire très importante lors de la recherche des modes propres sur des structures plasmoniques en 3D. Cette étape est en particulier indispensable lorsque l'on cherche à appliquer le modèle de l'indice effectif<sup>80</sup> (MIE). Le principal avantage du modèle de MIE est sa simplicité puisqu'il est directement inspiré des résultats obtenus pour des structures 2D. Cependant, il s'agit d'un modèle très approximatif en comparaison de méthodes plus sophistiquées basées sur la résolution directe des équations de Maxwell<sup>81,82</sup> qui seront présentées dans le chapitre II (calculs par éléments finis FEM, calculs FDTD, solveur de mode, méthode différentielle, méthode de la fonction de Green).

### 3. Modèle de l'indice effectif (MIE)

#### A. Présentation générale du MIE dans le cas d'un guide d'onde DLSP

Le Modèle de l'Indice Effectif (MIE) consiste à décomposer un guide d'onde rectangulaire en deux structures 2D planaires. Il peut être utilisé dans le cas des guides d'onde DLSP<sup>60</sup> en séparant la structure transversale du guide en deux zones distinctes dans le plan XY (Figure 21a) :

- Une interface double Silice/Au/Air qui supporte un mode 2D à fuite d'indice effectif  $n_{\text{eff1}}^*$  (Figure 21b) obtenu avec les paramètres [21].
- Une interface triple Silice/Au/Polymère/Air qui supporte un mode 2D lié à l'interface Au/Polymère d'indice effectif  $n_{\text{eff2}}$  (Figure 21c) obtenu avec les paramètres [34] en prenant  $h_{\text{Au}}=h_2$ .

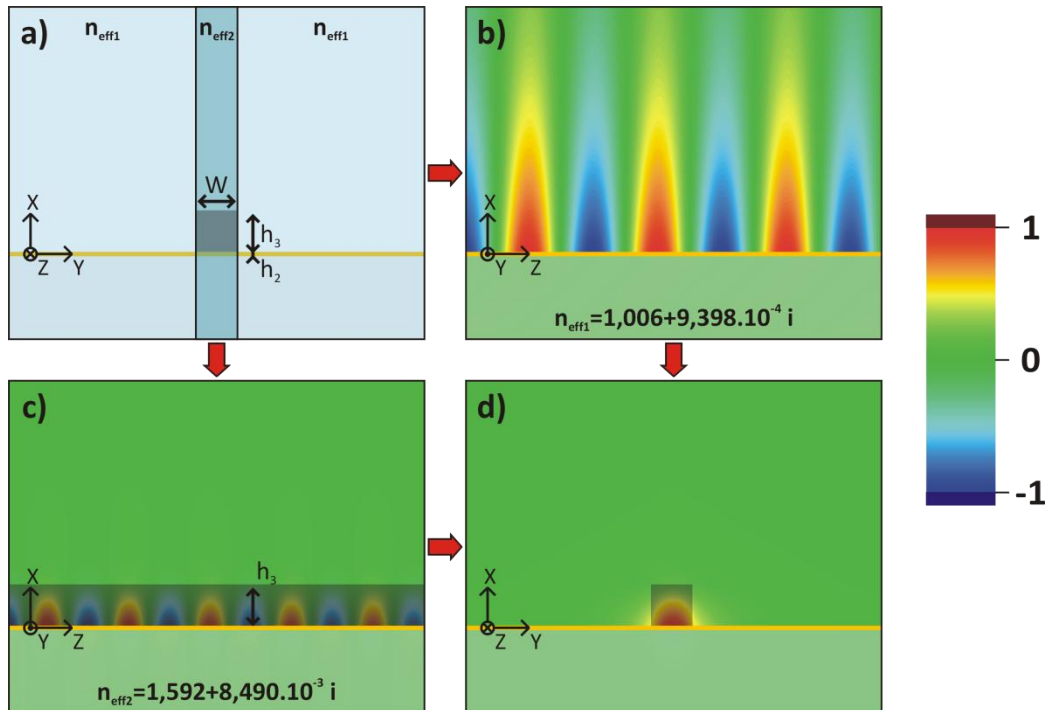


Figure 21 : a) Coupe transversale d'un DLSP de largeur  $w$  et de hauteur  $h$  ; b) Représentation du champ  $H_y$  dans le plan  $XZ$  pour un mode 2D d'indice effectif  $n_{\text{eff1}}$  sur une interface Silice/Au/Air ; c) Représentation du champ  $H_y$  dans le plan  $XZ$  d'un mode 2D d'indice effectif  $n_{\text{eff2}}$  sur une interface Silice/Au/Polymère/Air ; d) Représentation du champ  $H_y$  dans le plan  $XY$  obtenu avec le MIE (Dimensions de la zone représentée :  $4\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ )

Les indices effectifs ainsi obtenus permettent de définir une nouvelle structure planaire symétrique dans le plan  $YZ$ . Dans cette structure, la partie centrale de largeur  $w$  et d'indice de réfraction  $n_{\text{eff2}}$  est prise en sandwich entre deux milieux identiques d'indice de réfraction  $n_{\text{eff1}}$ . En s'inspirant du travail effectué pour les structures planaires DMD, l'expression du champ  $H_y$  peut alors se mettre sous la forme de l'équation [1] avec  $j=1,2$  et 3 où :

$$\begin{array}{l} \varepsilon_1 = n_{\text{eff1}}^2 \\ \varepsilon_2 = n_{\text{eff2}}^2 \\ \varepsilon_1 = n_{\text{eff1}}^2 \end{array} \quad f_3(y) = A_3 e^{ik_{y3}(y-w)} \quad [46]$$

$$f_2(y) = A_2 ch(ik_{y2}y) + B_2 sh(ik_{y2}y) \quad [47]$$

$$f_1(y) = A_1 e^{-ik_{y1}(y)} \quad [48]$$

\* Les modèles utilisés pour calculer les indices effectifs  $n_{\text{eff1}}$  et  $n_{\text{eff2}}$  sont les modèles 2D présentés respectivement dans les parties I.2.B.b et I.2.C.c.

Pour ce système symétrique à deux interfaces, l'équation d'accord de phase correspond à l'équation [24]. Dans le cas spécifique du DLSPP décrit par le MIE, l'accord de phase s'exprime sous la forme :

$$\left( th\left(\frac{\lambda_2}{2}\right) - \omega_{12} \right) \left( th\left(\frac{\lambda_2}{2}\right) - \omega_{21} \right) = 0$$

$$\text{où } \lambda_2 = ik_{y2}W ; \omega_{12} = \frac{k_{y1}\varepsilon_2}{k_{y2}\varepsilon_1} \text{ et } \omega_{21} = \frac{k_{y2}\varepsilon_1}{k_{y1}\varepsilon_2} \quad [49]$$

$$\text{avec } \forall j = 1,2, k_{yj}^2 + k_{SPP}^2 = \varepsilon_j k_0^2$$

La résolution de cette équation d'accord de phase aboutit à une paire de solutions  $k_{yj}$  ( $j=1,2$ ) pour chaque mode supporté. Ces solutions permettent alors - à partir des expressions [46], [47] et [48] - de calculer la répartition du champ  $H_y$  dans le plan XY. Un exemple de la méthode MIE, obtenu dans le cas du DLSPP avec les paramètres [21] et [34], est illustré sur la Figure 21d.

Il est également possible d'étudier l'évolution des caractéristiques des modes supportés par le DLSPP en fonction de la largeur  $w$  ou de la hauteur  $h$  du ruban de polymère constituant la structure du guide (Figure 22). Lorsque la largeur  $w$  est nulle (donc en l'absence de polymère), la partie réelle de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  et la longueur de propagation sont bien évidemment celles du mode à fuites sur une interface double Silice/Au/Air soit  $n_{\text{eff}}=1,006$  et  $L_{\text{SPP}}=262,5\mu\text{m}$  calculé pour  $h_{\text{Au}}=50\text{nm}$  (Tableau 4). Lorsque la largeur  $w$  augmente, les valeurs de la partie réelle de l'indice effectif et de la longueur de propagation tendent asymptotiquement vers les propriétés du mode 2D de l'interface Silice/Au/Polymère/Air soit  $n_{\text{eff}}=1,592$  et  $L_{\text{SPP}}=29,1\mu\text{m}$ . Au fur et à mesure que  $w$  augmente, le nombre de modes TM supportés par la structure augmente.

De façon similaire au cas d'un guide d'onde diélectrique symétrique, il est possible de déterminer la fréquence normalisée  $V$ , le nombre  $N$  de modes TM supportés ou encore la largeur de coupure  $w_c$  à partir des équations [50], [51] et [52]<sup>83</sup>. La différence entre les parties imaginaires des permittivités  $Im(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$  étant très faible devant la différence entre les parties réelles  $Re(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$ , l'ouverture numérique ON peut être calculée directement en négligeant le terme imaginaire  $Im(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$  :

$$V = k_0 W \times ON \text{ avec } ON = \sqrt{Re(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} = \text{ouverture numérique} \quad [50]$$

$$N = E \left( \frac{2V}{\pi} \right) = E \left( \frac{2W}{\lambda} ON \right) \text{ avec } E = \text{partie entière} + 1 \quad [51]$$

$$W_c = \frac{\lambda}{2ON} \quad [52]$$

## B. Evolution des modes de propagation dans le guide d'onde DLSPP en fonction de la largeur du ruban

En reprenant les valeurs de  $n_{\text{eff}1}$  et  $n_{\text{eff}2}$  dans les expressions de  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  reportées sur la figure 21 :

$$\lambda = 1,55\mu\text{m} ; \varepsilon_1 = (1,006 + 9,398.10^{-4} i)^2 ; \varepsilon_2 = (1,592 + 8,490.10^{-3} i)^2$$

La largeur de coupure est alors estimée égale à  $w_c = 630\text{nm}$ . Le guide d'onde DLSPP devient multimode pour des largeurs  $w$  supérieures à  $630\text{nm}$  ce qui peut être aussi observé sur la figure 22. Pour une largeur  $w = 3\mu\text{m}$ , cinq modes existent. Ils sont présentés dans le tableau 8.

A partir du modèle décrivant les modes planaires et du MIE, il est donc possible en principe de déterminer l'ensemble des propriétés (indice effectif, longueur de propagation...) associées aux

modes supposés parfaitement TM sur des guides d'onde DLSP. Bien que simple à implémenter, le MIE possède néanmoins de nombreux défauts : il est limité à un nombre très restreint de géométries (il ne permet pas en particulier de modéliser des structures de guides DLSP où la couche de métal possède une largeur finie inférieure à celle du ruban polymère) ; il ne permet pas de calculer les composantes  $H_x$  et  $H_z$  ; enfin il s'agit d'un modèle qui reste très approximatif et devient totalement faux lorsque les dimensions  $w$  et  $h$  sont proches des dimensions de coupure. Pour toutes ces raisons, il est souvent nécessaire d'utiliser des codes de calculs numériques plus complexes à mettre en œuvre.

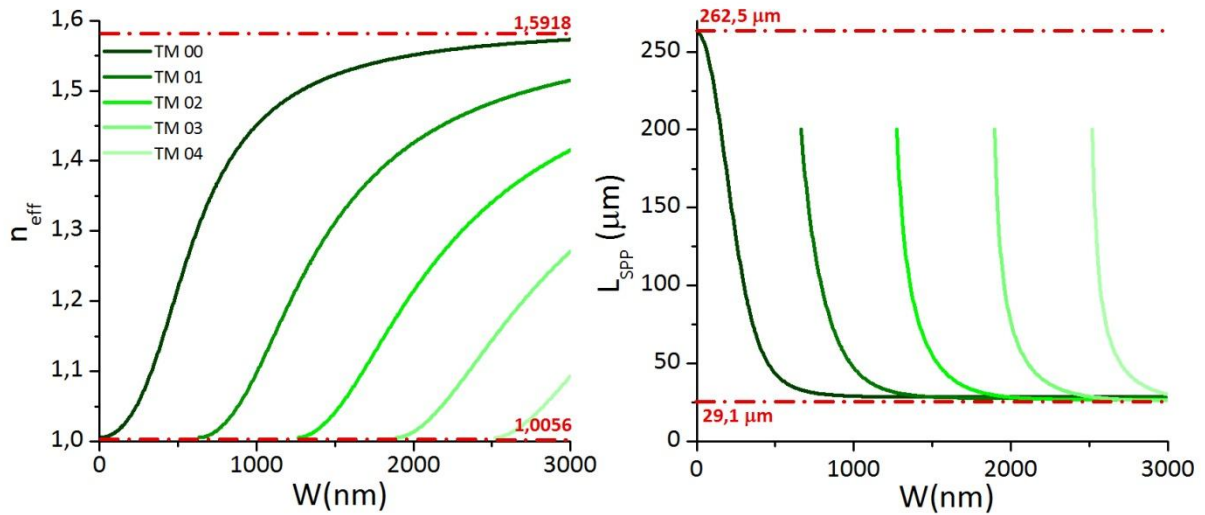


Figure 22 : a) Evolution de l'indice effectif et b) de la longueur de propagation des cinq premiers modes d'une structure de guide d'onde DLSP obtenus avec le MIE

	Mode TM00	Mode TM01	Mode TM02	Mode TM03	Mode TM04
$n_{eff}$	1,572	1,515	1,415	1,271	1,093
$L_{SPP}$	28,8 $\mu m$	28,1 $\mu m$	27,1 $\mu m$	26,3 $\mu m$	30,3 $\mu m$
$H_y$					

Tableau 8 : Indices effectifs, longueurs de propagation et représentation du champ  $H_y$  selon YZ pour  $w=3\mu m$

Pendant ces travaux de thèse, un solveur de mode a été développé en langage Fortran, en modifiant un code initialement écrit sous forme d'un script Matlab disponible sur internet<sup>84,85</sup>. Ce solveur de mode permet de calculer l'ensemble des modes propres apparaissant sur n'importe quel type de guide d'onde sans présenter les défauts du MIE. Pour compléter le solveur de mode, un code FDTD - initialement développé par Julien Cardin et Christian Dufour pour étudier des structures purement diélectriques - a été profondément réadapté pour pouvoir simuler des structures de guides plasmoniques. Ce code FDTD est également écrit en langage Fortran et il complète les résultats obtenus sur le guide droit avec le solveur de mode pour décrire des structures intégrées plasmoniques de formes plus complexes (coupleur en Y, guide courbé...).





# CHAPITRE II : Simulations numériques 2D et 3D de structures plasmoniques

---

<b>1. MODELISATION DES MODES PLASMONIQUES AVEC UN SOLVEUR DE MODE.....</b>	<b>41</b>
A. PRINCIPE DU SOLVEUR DE MODE.....	41
B. CHOIX DE L'ALGORITHME .....	42
C. FORMALISME DES MATRICES CREUSES.....	44
D. ETUDE D'UN GUIDE PLASMONIQUE SOUS FORME D'UNE BANDE METALLIQUE D'OR .....	47
E. ETUDE DES GUIDES D'ONDE DLSPP .....	49
F. ETUDE DES GUIDES D'ONDE LRDLSPP .....	52
<b>2. SIMULATIONS NUMERIQUES FINITE-DIFFERENCE TIME-DOMAIN (FDTD).....</b>	<b>55</b>
A. INTRODUCTION .....	55
B. PRINCIPE DES SIMULATIONS FDTD SELON L'ALGORITHME DE YEE.....	56
C. DISCRETISATION SELON YEE.....	58
D. MISE EN PLACE DE LA BOITE DE CALCUL.....	61
a. <i>La PML (Perfectly Matched Layer)</i> .....	61
b. <i>La source</i> .....	62
c. <i>La zone principale</i> .....	62
E. COMMENT SIMULER UN MILIEU METALLIQUE ? .....	62
F. CHOIX DU MAILLAGE ADAPTATIF FDTD.....	64
G. ETUDES DE STRUCTURES PLASMONIQUES PAR FDTD 2D ET 3D .....	67
a. <i>Transition d'une interface double Silice/Au/Air vers une interface triple Silice/Au/Polymère/Air</i> .	67
b. <i>Transition d'un guide DLSPP monomode vers une interface double Silice/Au/Air</i> .....	71
c. <i>Etude d'éléments passifs à base de guides DLSPP</i> .....	74
d. <i>Etude de bande d'or dont la largeur est inférieure à la largeur de coupure</i> .....	75



Ce second chapitre présente les programmes de simulations numériques qui ont été développés pendant cette thèse afin de simuler le comportement de structures plasmoniques. Ces modélisations sont indispensables pour la conception des structures guidantes, en particulier afin d'optimiser leurs dimensions et leur structure interne en fonction des critères de guidage optique recherchés. Elles sont également nécessaires pour interpréter les propriétés optiques des guides afin de prédire les caractéristiques de confinement transversal, les longueurs de propagation et les vecteurs d'onde effectifs obtenus. Les résultats de ces modélisations seront ensuite systématiquement comparés avec les expériences de détection en champ proche lors des caractérisations expérimentales des guides réalisés (voir le chapitre IV de ce mémoire de thèse). L'étude du confinement transverse des guides d'onde plasmoniques nécessite l'utilisation d'un solveur de mode qui a été mis en œuvre pendant ces travaux de thèse. Celui-ci sera présenté dans la première partie et sera accompagné de calculs appliqués à l'étude de plusieurs structures guidantes : bandes métalliques simples, guides d'onde Dielectric-Loaded Surface Plasmon-Polariton (DLSPP) et guides d'onde Long-Range Dielectric-Loaded Surface Plasmon-Polariton (LRDLSPP). De manière à pouvoir simuler intégralement des structures plasmoniques dans un espace en 3D, un code Finite-Difference Time-Domain (FDTD) a également été développé qui, combiné au modèle planaire (présenté dans le chapitre I) ou au solveur de mode, permet de réaliser des calculs en 2D ou en 3D de structures plasmoniques variées. Il peut donc être appliqué à l'étude des guides d'onde plasmoniques mais également étendu à d'autres structures plasmoniques. Ce dernier modèle numérique sera présenté dans la deuxième partie de ce chapitre.

## 1. Modélisation des modes plasmoniques avec un solveur de mode

### A. Principe du solveur de mode

Un solveur de mode FVFD (Full-Vector Finite-Difference) permet de déterminer l'ensemble des composantes des champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$  correspondant aux modes propres supportés par des structures de guides d'onde optiques de formes quelconques. Ce modèle peut être utilisé pour différents milieux matériels (inhomogènes ou encore absorbants) dont les propriétés électromagnétiques sont décrites par une permittivité diélectrique locale  $\epsilon$ . Cette permittivité peut être complexe, ce qui permet de traiter le cas des métaux. Le principe consiste à résoudre numériquement l'équation de Helmholtz avec la méthode des différences finies (FD) en discrétisant la coupe transversale du guide d'onde avec un maillage rectangulaire. La description des champs est donc discrète et échantillonnée.

Deux maillages sont principalement utilisés : le *maillage de Stern*<sup>86</sup> où les nœuds sont placés au centre des cellules ou le *maillage de Bierwirth*<sup>87</sup> où les nœuds sont placés à la jonction de quatre cellules (C). Le solveur de mode qui a été développé durant ces travaux de thèse est basé sur les travaux de A. B. Fallahkhair et al.<sup>85</sup> et de P. Lüsse<sup>88</sup> et utilise le maillage de Bierwirth (Figure 23). Les distances  $n$ ,  $s$ ,  $e$  et  $w$  entre le point P et les quatre autres points de la cellule N (North), S (South), E (East), W (West) pouvant être différentes, ce type de maillage permettra de réaliser aisément un maillage adaptatif.

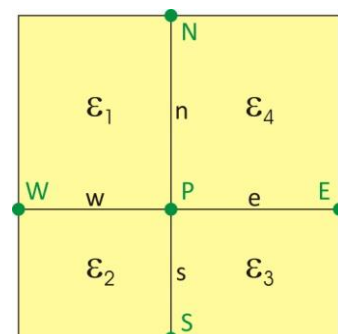


Figure 23 : Maille de Bierwirth

En tenant compte des conditions aux interfaces pour chacune des cellules du maillage, il est possible de poser le problème sous la forme de l'équation aux valeurs propres [53]. L'obtention de cette équation est détaillée en annexe III.

$$[A]H = \beta^2 H$$

[A] est une matrice de grandes dimensions, carrée, non symétrique et creuse (principalement composée de 0) qui dépend de la structure transverse constituant le guide et du maillage choisi. [53]

$\beta$  est la constante de propagation ( $\beta = k_0 n_{eff}$ ).

H est le vecteur propre correspondant au profil 2D du mode.

Il existe différentes méthodes pour résoudre numériquement ce type de système d'équations généralement très gourmand en temps et en puissance de calculs. En effet, l'utilisation d'un maillage uniforme conduit souvent à des tailles de matrices considérables qui ne peuvent pas être résolues avec les moyens de calculs numériques actuels. Pour limiter le temps, il est généralement nécessaire de trouver un compromis au niveau de la précision souhaitée. Par exemple, la discrétisation d'une section de guide dans une boîte de dimensions 6  $\mu\text{m}$  sur 10  $\mu\text{m}$  avec un pas d'échantillonnage de 20nm selon x et y conduit à une boîte de 300 x 500 C (C = éléments ou cellules) soit  $1,5 \cdot 10^5$  C. Dans ce cas, H devient un vecteur colonne constitué successivement de Hx puis Hy de  $2 \times 150000$  éléments et [A] une matrice carrée de dimension  $4 \times 1,5 \cdot 10^5 \times 1,5 \cdot 10^5 = 9 \cdot 10^{10}$  éléments. Un tel système se résolvant de manière itérative, la résolution devient vite impossible. En particulier, dans le cas de structures plasmoniques, les métaux nécessitent un maillage de l'ordre du nm voire d'une fraction de nm. Un pas d'échantillonnage de 0,5nm conduirait dans le cas évoqué précédemment à une boîte de  $2,30 \cdot 10^{17}$  éléments alors que pour que la durée de recherche d'un mode soit inférieure à une heure, il faudrait au maximum une taille de boîte égale à  $10^8$  éléments.

Pour diminuer au maximum le temps de calcul, plusieurs optimisations sont nécessaires :

- i. Choisir un algorithme itératif de résolution efficace et rapide
- ii. Utiliser le formalisme des matrices creuses
- iii. Utiliser un maillage adaptatif
- iv. Paralléliser le code de calcul

## B. Choix de l'algorithme

L'équation [53] est résolue à l'aide d'un algorithme itératif. L'un des algorithmes les plus simples, « la méthode de la puissance » (Power Method), consiste à multiplier un vecteur initial  $H^{(0)}$  quelconque avec la matrice [A] un grand nombre de fois :

$$H^{(k)} = [A]H^{(k-1)} = [A]^2 H^{(k-2)} = \dots = [A]^k H^{(0)} \quad [54]$$

En supposant que [A] soit une matrice carrée diagonalisable de dimension  $N \times N$  possédant N valeurs propres  $\beta_i$  telles que  $|\beta_1| > |\beta_2| > \dots > |\beta_N|$ , il est possible d'exprimer les vecteurs  $H^{(k)}$  sous la forme d'une combinaison linéaire des différents vecteurs propres associés  $H_i$ . Par exemple, posons :

$$H^{(0)} = \sum_{i=1}^N c_i H_i \text{ avec } \forall i, c_i \neq 0 \quad [55]$$

$$\Rightarrow H^{(k)} = [A]^k H^{(0)} = \sum_{i=1}^N c_i [A]^k H_i = \beta_1^{2k} \left[ c_1 H_1 + \sum_{i=2}^N c_i \left( \frac{\beta_i^2}{\beta_1^2} \right)^k H_i \right] \xrightarrow{k \rightarrow \infty} \beta_1^{2k} c_1 H_1$$

Ainsi, la méthode de la puissance permet uniquement de converger vers la valeur propre la plus élevée (dominante)  $\beta_1$  ce qui limite énormément l'intérêt d'un tel algorithme. La boucle itérative peut être écrite simplement en normalisant  $H^{(k)}$  à chaque itération ce qui permet de calculer aisément la valeur propre  $\beta_1^{(k)}$ :

$$H^{(k)} = \frac{[A]H^{(k-1)}}{\|[A]H^{(k-1)}\|} \text{ puis } \beta_1^{(k)} = [H^{(k)}]^T [A]H^{(k)} \quad [56]$$

Jusqu'à ce que la condition suivante soit respectée\* :

$$\|H^{(k)} - H^{(k-1)}\| < tol$$

Une autre technique de résolution appelée « la méthode de la puissance inverse décalée » (Shift-invert power method) permet d'accéder à des valeurs propres différentes de  $\beta_1$ . Pour cette méthode de résolution, une valeur test  $\beta_{in}$  est fournie par l'utilisateur proche d'une des valeurs propres de la matrice [A]. Par exemple, choisissons  $\beta_{in}$  proche de  $\beta_2$  telle que  $|\beta_2 - \beta_{in}| < |\beta_1 - \beta_{in}|, \dots, |\beta_N - \beta_{in}|$ . L'algorithme [54] sera modifié tel que :

$$H^{(k)} = ([A] - \beta_{in}^2 \mathbb{1})^{-1} H^{(k-1)} = ([A] - \beta_{in}^2 \mathbb{1})^{-2} H^{(k-2)} = \dots = ([A] - \beta_{in}^2 \mathbb{1})^{-k} H^{(0)} \quad [57]$$

$$= \sum_{i=1}^N c_i ([A] - \beta_{in}^2 \mathbb{1})^{-k} H_i = \frac{1}{(\beta_2^2 - \beta_{in}^2)^k} \left[ c_2 H_2 + \sum_{i=1, i \neq 2}^N c_i \left( \frac{\beta_2^2 - \beta_{in}^2}{\beta_i^2 - \beta_{in}^2} \right)^k H_i \right] \xrightarrow{k \rightarrow \infty} \frac{c_2}{(\beta_2^2 - \beta_{in}^2)^k} H_2 \quad [58]$$

Ainsi, le vecteur propre obtenu sera  $H_2$  et la valeur propre associée  $\beta_2$  sera aisément déduite à partir du terme  $1/(\beta_2^2 - \beta_{in}^2)$ . En plus de permettre d'accéder à n'importe laquelle des valeurs propres de la matrice [A], cet algorithme converge généralement beaucoup plus vite que la méthode de la puissance sous réserve que  $\beta_{in}$  soit choisi proche d'une des valeurs propres de [A]. En effet, la comparaison des taux de convergence qui correspondent aux coefficients (en rouge) les plus élevés des sommes présentées dans les équations [55] et [58] conduit généralement à :

$$\left| \frac{\beta_{deuxieme\ dominante}^2}{\beta_{dominante}^2} \right| \gg \left| \frac{\beta_{la\ plus\ proche\ de\ \beta_{in}^2} - \beta_{in}^2}{\beta_{la\ seconde\ plus\ proche\ de\ \beta_{in}^2} - \beta_{in}^2} \right|$$

Ce qui signifie que la somme de la méthode de la puissance inverse décalée convergera plus rapidement vers 0 que celle de la méthode de la puissance. En réutilisant l'indice effectif obtenu avec le modèle MIE, l'algorithme peut converger en quelques itérations seulement. Encore faut-il que la durée d'une itération ne soit pas infinie. En effet, une opération supplémentaire d'inversion de matrice est nécessaire pour calculer le terme noté M et décrit par:

$$M = ([A] - \beta_{in}^2 \mathbb{1})^{-1} H \quad [59]$$

Or la matrice [A] est une matrice de grande taille ce qui peut rendre cette étape d'inversion très lente. Néanmoins, cette matrice est une matrice dite « creuse » qui se compose principalement de 0. Pour accélérer les calculs, il est possible d'utiliser le « formalisme des matrices creuses » pour les matrices non symétriques<sup>89</sup> qui permet de réécrire la matrice [A] sous la forme d'une nouvelle

\* La tolérance *tol* est fixée par l'utilisateur et est souvent choisie égale à la précision machine de l'ordinateur.

matrice « a » qui retient uniquement les valeurs non nulles de [A]. Ce formalisme sera décrit dans la partie suivante sur un exemple de matrice 8x8 creuse.

Pour trouver les modes propres solutions de l'équation [53], les bibliothèques ARPACK<sup>90</sup>, écrites en Fortran, ont été utilisées. Ces bibliothèques sont basées sur le formalisme des matrices creuses développé à l'université de Yale (et noté dans la suite notation de Yale) où [A] peut être une matrice non symétrique et complexe (nécessaire pour traiter les métaux). ARPACK utilise la méthode « Implicitly Restarted Arnoldi »<sup>91</sup> qui permet de déterminer un nombre de modes n, fixé par l'utilisateur, en un seul calcul\*. Dans le cas de la méthode de la puissance inverse décalée, une étape supplémentaire d'inversion de matrice est nécessaire pour obtenir le terme M décrit par l'équation [59]. Plutôt que de calculer directement M, il est plus aisé de résoudre le système :

$$([A] - \beta_{in}^2 \mathbb{1})M = H \quad [60]$$

Cette opération est réalisée à l'aide des bibliothèques MULTifrontal Massively Parallel sparse direct Solver (MUMPS)<sup>92</sup> avec le formalisme des matrices creuses.

### C. Formalisme des matrices creuses

Pour expliquer le formalisme des matrices creuses, prenons l'exemple d'une matrice creuse [A] de dimensions 8x8 composée de 13 valeurs non nulles (N=8 ; NZ = 13) :

$$[A] = \begin{bmatrix} 4 & 0 & 0 & 5 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 7 & 0 & 0 & 3 & 8 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 6 & 12 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 9 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 13 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 11 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 10 \end{bmatrix}_{8 \times 8}$$

Deux notations différentes peuvent être adoptées.

La notation ① utilise, en se déplaçant de gauche à droite puis de haut en bas :

Un vecteur  $j_a$  de dimension NZ construit à partir de l'indice de colonne des valeurs non nulles contenues dans la matrice [A]

$$j_a = [1 \ 4 \ 3 \ 6 \ 7 \ 3 \ 4 \ 2 \ 1 \ 7 \ 4 \ 1 \ 8]$$

Un vecteur  $j_b$  de dimension NZ construit à partir de l'indice de ligne des valeurs non nulles contenues dans la matrice A

$$j_b = [1 \ 1 \ 2 \ 2 \ 2 \ 4 \ 4 \ 5 \ 6 \ 6 \ 7 \ 8 \ 8]$$

Un vecteur a de dimension NZ contenant les NZ valeurs non nulles correspondantes

$$a = [4 \ 5 \ 7 \ 3 \ 8 \ 6 \ 12 \ 9 \ 13 \ 1 \ 2 \ 11 \ 10]$$

La notation ② (ou notation de Yale<sup>89</sup>) retient les deux vecteurs a et  $j_a$  précédents ainsi qu'un nouveau vecteur ligne  $i_a$  de dimension N+1 construit de la façon suivante. Les composantes successives du vecteur  $i_a$  sont constituées par l'indice de position relevée dans le vecteur a de la première valeur non-nulle dans chacune des lignes de la matrice [A]. Si une ligne ne contient que des 0, il faut prendre l'indice associé à la ligne suivante (bien que cela ne se produise jamais en pratique car [A] ne contient pas de ligne totalement nulle sur des systèmes réelles). Ainsi  $i_a$  contient N valeurs auxquelles est ajoutée en dernière position la valeur NZ :

\* Les routines ARPACK sont implantées dans Matlab et GNU Octave avec la fonction eigs.

$$i_a = [1 \ 3 \ 6 \ 6 \ 8 \ 9 \ 11 \ 12 \ 13]$$

La multiplication de [A] par un vecteur colonne H dépendra de la notation choisie. Prenons l'exemple suivant :

$$[A]H = \begin{bmatrix} 4 & 0 & 0 & 5 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 7 & 0 & 0 & 3 & 8 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 6 & 12 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 9 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 13 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 11 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 10 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \\ 7 \\ 8 \end{bmatrix}$$

Avec la notation ①, ce produit matriciel s'écrit simplement:

$$[[A]H](i) = \sum_{\substack{j=1 \\ \text{lorsque } j_b(j)=i}}^N a(j) \times H(j_a(j))$$

Dans cette notation, le produit  $a(j) \times H(j_a(j))$  n'est ajouté à la somme que si  $j_b(j)$  est égal à  $i$ . Une telle somme est implémentée en Fortran sous forme d'une structure DO WHILE où  $j$  est incrémenté à chaque fois que le WHILE est vrai.

Avec la notation ②, le produit matriciel précédent s'écrit simplement:

$$[[A]H](i) = \sum_{j=i_a(i)}^{i_a(i+1)-1} a(j) \times H(j_a(j))$$

Dans le cas où  $i_a(i+1) - 1 < i_a(i)$ , la somme est invalidée et le résultat est égal à 0. Cette notation ② peut être illustrée en pratique à partir de l'exemple suivant :

$$[[A]H](4) = \sum_{j=6}^{7=(8-1)} a(j) \times H(j_a(j)) = a(6) \times H(3) + a(7) \times H(4) = 6 \times 3 + 12 \times 4 = 66$$

[A]H est ainsi obtenu en un minimum d'opérations au lieu des NxN produits effectués dans le calcul matriciel classique (64 pour l'exemple précédent), ce qui se traduit par un gain de temps d'exécution considérable lors d'une simulation numérique. La notation de Yale est plus performante en termes de temps d'exécution.

En pratique, la dimension N de la matrice carrée [A] est beaucoup plus élevée et le nombre de valeurs non-nulles NZ est beaucoup plus faible par rapport au nombre de termes  $N \times N (=N^2)$  contenus dans [A]. Prenons l'exemple très simple du guide d'onde carré présenté figure 24a avec un pas fixe entre chaque point égal à  $d$ . Chaque point de ce motif correspond à une valeur de  $H_x$  et une valeur de  $H_y$ . La dimension du vecteur colonne H décrivant ce guide d'onde sera donc constitué de  $N=98$  valeurs ( $= 2 (H_x \text{ et } H_y) \times 7^2$  (nombre de points du motif)). Ainsi, [A] sera une matrice carrée de dimensions  $98 \times 98$  constituée de 9604 valeurs. Le calcul des coefficients de [A] à partir des différents paramètres caractérisant le motif (permittivités et maillage  $d$ ) aboutit à 490 valeurs non-nulles NZ. Une représentation de [A] est proposée figure 24b où chaque valeur non-nulle est remplacée par un carré noir.



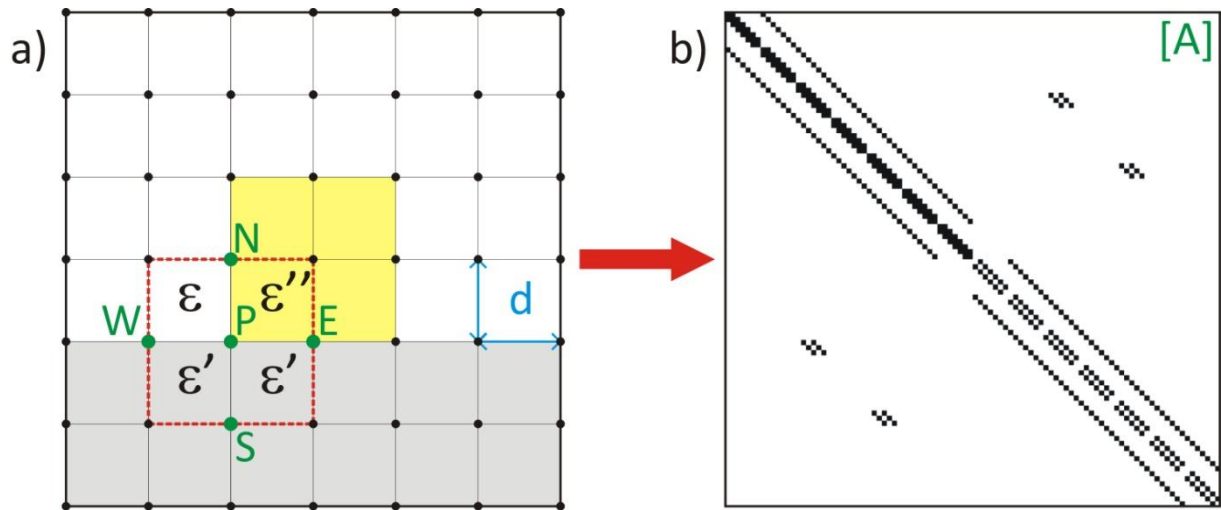


Figure 24 : a) Vue en coupe d'une structure de guide d'onde carré ; b) Matrice carrée [A] de dimension 98 correspondant au guide d'onde

Ainsi, l'utilisation du formalisme des matrices creuses permet de passer d'une matrice [A] constituée de 9604 valeurs à trois vecteurs  $a$ ,  $j_a$  et  $i_a$  (notation ①) de dimension  $NZ=490$  pour  $a$  et  $j_a$  et de dimension  $(N+1)=99$  pour  $i_a$  réduisant d'une part l'espace mémoire nécessaire pour stocker les données, d'autre part le nombre d'opérations à effectuer à chaque itération de l'algorithme (§II.1.i). La diminution du pas de maillage  $d$  se traduit par une augmentation du nombre de points  $N$  caractérisant la structure et donc par une augmentation très importante de  $N \times N$  ( $=N^2$ ). Les valeurs non-nulles étant majoritairement situées autour de la diagonale de [A] (voir figure 24b), le pourcentage de valeurs non-nulles  $NZ$  par rapport au nombre total de valeurs  $N \times N$  contenus dans [A] sera d'autant plus faible que la matrice [A] grandit, rendant le formalisme des matrices creuses indispensable.

	4x4	7x7	31x31	301x301	3001x3001
Maillage					
N	32	98	1922	$1,81 \cdot 10^5$	$1,80 \cdot 10^7$
$N \times N = N^2$	1024	9604	$3,69 \cdot 10^6$	$3,28 \cdot 10^{10}$	$3,24 \cdot 10^{14}$
NZ	170	490	9500	$9,06 \cdot 10^5$	NZ trop grand
$NZ/N^2$ (%)	16,6	5,10	0,257	0,00276	

Tableau 9 : Evolution de la dimension  $N$  de  $H$ , du nombre de valeurs  $N \times N$  contenues dans la matrice [A], du nombre de valeurs non-nulles  $N \times N$  contenues dans la matrice [A] et pourcentage de valeurs non-nulles  $NZ$  par rapport à  $N \times N$

Néanmoins, pour des structures plasmoniques avec des épaisseurs de couches métalliques de quelques dizaines de nanomètres, le maillage nécessite d'être très fin dans le métal ( $\approx 0,5-2\text{nm}$ ) ce qui peut accroître considérablement les temps de calculs, même avec l'utilisation des matrices creuses et de la notation de Yale. Dans le cas des SPP se propageant à l'interface Au/Air, le champ se délocalise sur plusieurs  $\mu\text{m}$  dans l'air (I.2.B.b) ce qui nécessite d'utiliser des boîtes de plusieurs dizaines de  $\mu\text{m}$  de largeur et de hauteur (§II.1.D). Dans ce cas extrême,  $NZ$  devenant trop grand à son tour, le formalisme des matrices creuses ne suffit plus (dernière colonne du tableau 9). L'utilisation d'un maillage adaptatif est alors indispensable. L'avantage de la cellule de Bierwirth est la facilité

d'implémentation d'un tel maillage (Figure 23). La viabilité du maillage adaptatif implémenté dans les codes de calcul développés au cours de la thèse a d'abord été testée sur un guide d'onde à semi-conducteur de façon à être comparé avec les résultats obtenus dans la littérature à l'aide d'autres solveurs de modes (voir Annexe IV). Une fois validé, le solveur de mode FVFD avec maillage adaptatif a ensuite été appliqué à des structures de guides d'onde plasmonique : bandes d'or puis guides DLSP et LRDLSPP.

#### D. Etude d'un guide plasmonique sous forme d'une bande métallique d'or

Nous avons vu dans le paragraphe I.2.B.b que deux catégories de modes pouvaient se propager sur une double interface Silice/Au/Air : le *mode à fuites* où le SPP se propage à l'interface Au/Air avec des fuites radiatives dans le substrat et le *mode lié* où le SPP, plus confiné, se propage à l'interface Silice/Au. Ainsi, une bande d'or de hauteur  $h_{Au}$  et de largeur  $w_{Au}$  déposée sur un substrat en silice est à priori susceptible de guider ces deux types de modes plasmoniques.

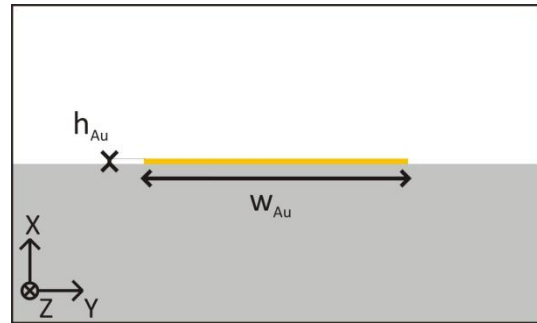


Figure 25 : Section XY de la bande d'or

Les profondeurs de pénétration dans le substrat et dans l'air de ces deux types de modes étant de l'ordre du micromètre, il a été nécessaire d'utiliser une boîte de calcul de grande dimension, de  $20 \times 30 \mu\text{m}^2$ . Dans ce cas, le maillage adaptatif devient indispensable\*.

La largeur de la bande métallique  $w_{Au}$  (Figure 25) conditionne le nombre de modes supportés. Nous allons étudier les deux catégories de modes (modes à fuites et modes liés) pour des largeurs respectivement égales à  $w_{Au}=7\mu\text{m}$  puis  $w_{Au}=14\mu\text{m}$ .

Sur une bande d'or de largeur  $w_{Au}=7\mu\text{m}$  et d'épaisseur  $h_{Au}=50\text{nm}$ , trois modes peuvent apparaître : un mode à fuites avec un indice effectif égal à 1,002 (LEAKY 00) et deux modes liés avec des indices effectifs respectivement égaux à 1,458 et 1,465 (BOUND 01 et 00) (Figure 26). Ces trois modes sont TM ( $H_z=0$ ) avec de plus une composante  $H_x$  très faible devant  $H_y$ , dans la continuité de ce qui est obtenu pour un guide métallique plan constitué par une double interface Silice/Au/Air. Comme sur la structure planaire (Tableau 4), le mode à fuites présente des pertes radiatives dans le substrat. Toutefois, ces fuites sont maintenant principalement localisées sur les deux arêtes Au/Silice situées sur les côtés de la bande métallique. Ces fuites sont d'autant plus importantes que la largeur  $w_{Au}$  diminue. D'autre part, il subsiste également des fuites radiatives se produisant à partir de la zone centrale, d'autant plus marquées que l'épaisseur de métal est faible.

\* Avec un maillage homogène de  $0,5\text{nm}$  selon X et Y et une boîte de calcul de  $20 \times 30 \mu\text{m}^2$ , la matrice [A] serait composée de  $N \times N = 3,60 \cdot 10^{19}$  valeurs. L'ajout du maillage adaptatif permet de réduire  $N \times N$  à  $1,16 \cdot 10^{11}$  valeurs dont seulement  $NZ = 1,70 \cdot 10^6$  valeurs non-nulles. La recherche d'un mode prend alors environ 2min30 alors qu'il ne serait pas possible d'exécuter le calcul numérique sans le maillage adaptatif car l'espace mémoire serait alors insuffisant.

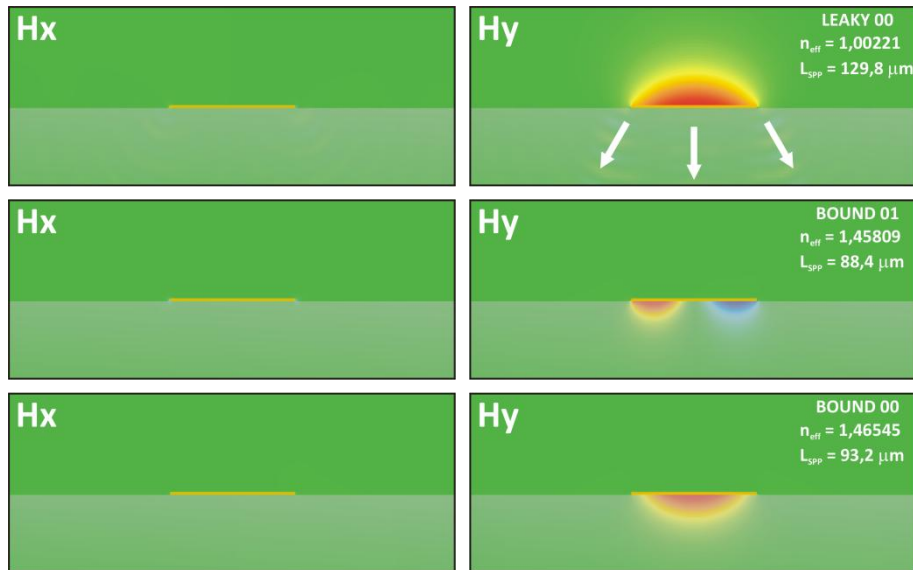


Figure 26 : Composantes Hx et Hy des 3 modes existants sur la bande d'or de largeur 7 $\mu\text{m}$

Lorsque la largeur de la bande d'or augmente, de nouveaux modes apparaissent (Figure 27). Pour  $w_{\text{Au}}=14\mu\text{m}$ , six modes existent : deux modes à fuites (LEAKY 00 et 01) et quatre modes liés (BOUND 00 à 03).

Du fait de la délocalisation du champ EM sur plusieurs  $\mu\text{m}$  dans l'air pour les modes LEAKY et dans la silice pour les modes BOUND (§I.2.B.b), la largeur  $w_{\text{Au}}$  de la bande métallique doit être supérieure à une valeur minimum pour que ces modes existent sans que les pertes ne deviennent trop élevées.

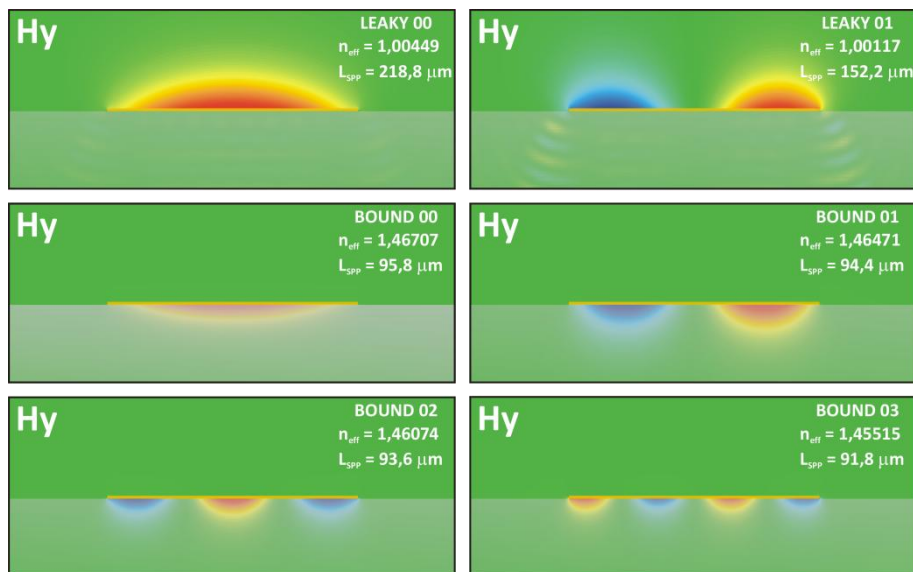


Figure 27 : Composantes Hy des 6 modes existants sur une bande d'or de largeur 14  $\mu\text{m}$

En étudiant l'évolution de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  et de la longueur de propagation  $L_{\text{spp}}$  du mode LEAKY00 en fonction de l'épaisseur d'or  $h_{\text{Au}}$  (Figures 28a et c) ou en fonction de la largeur d'or  $w_{\text{Au}}$  (Figures 28b et d), on constate que lorsque  $w_{\text{Au}}$  est inférieure à  $5\mu\text{m}$ , l'indice effectif devient inférieur à 1. En plus des fuites dans le substrat, des fuites supplémentaires apparaissent alors dans l'air, réduisant ainsi encore davantage la longueur de propagation. Le mode ne peut plus être considéré comme un mode guidé car il se met à fuir des deux côtés de l'interface Silice/Au/Air et le solveur de mode converge de plus en plus difficilement. Des calculs FDTD permettent cependant de prendre en compte ces fuites (II.2.G.d).

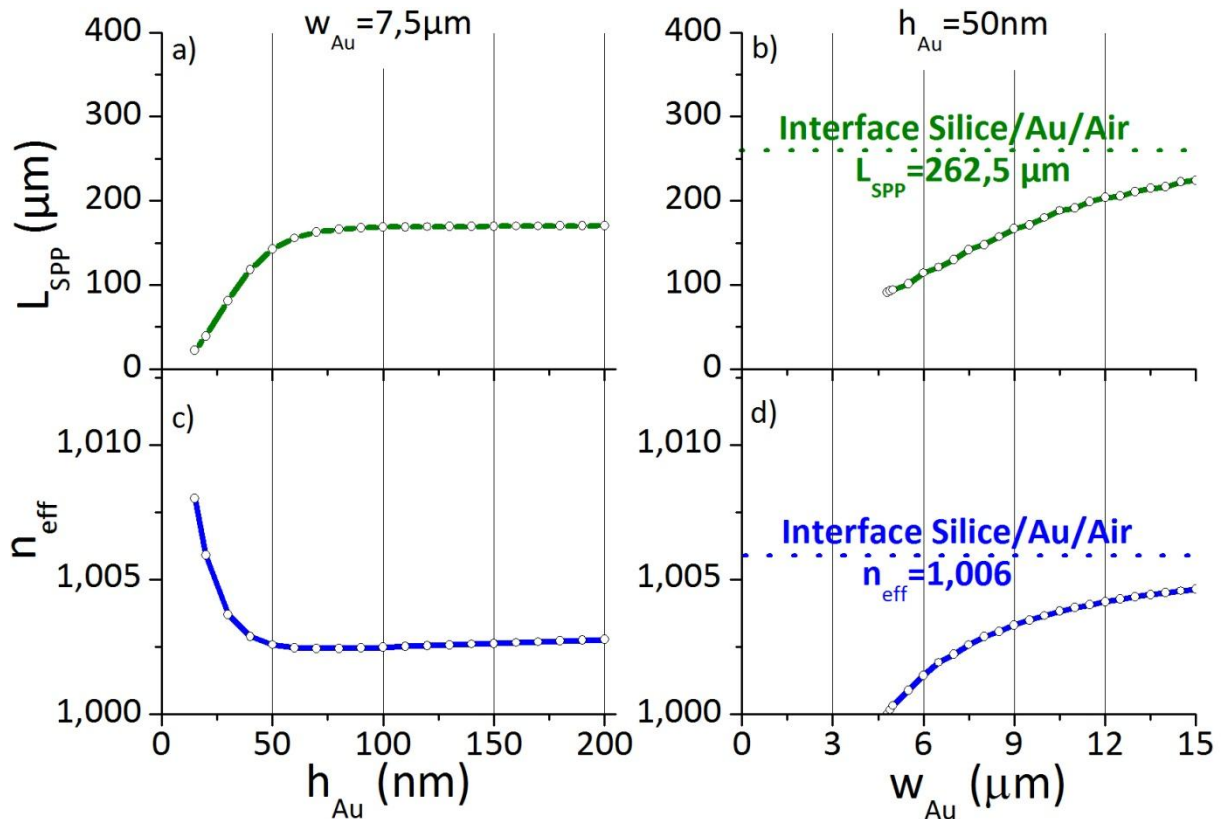


Figure 28 : Evolution de l'indice effectif et de la longueur de propagation du mode LEAKY 00 en fonction de l'épaisseur d'or  $h_{Au}$  (respectivement a) et c) et de la largeur de la bande d'or  $w_{Au}$  (respectivement b) et d))

Ainsi, la largeur de coupure pour le mode LEAKY 00 est de  $\approx 5 \mu m$ , soit  $\approx 3,3\lambda$ . Pour le mode BOUND 00, la largeur de coupure est beaucoup plus faible et de l'ordre de  $\approx 1,5 \mu m$ , soit  $\approx \lambda$ . Un tel guide d'onde plasmonique – bien que très facile à fabriquer par lithographie - ne présente pas un degré d'intégration très élevé, ce qui limite son intérêt pratique. L'ajout d'un ruban de polymère sur une couche métallique homogène permet d'augmenter le degré de confinement et de réaliser des guides DLSP. Ces guides sont aussi faciles à réaliser par lithographie que les bandes métalliques. Le solveur de mode est particulièrement bien adapté à l'étude de ces guides où de nombreux modes TE et TM sont susceptibles d'apparaître dans le ruban diélectrique.

### E. Etude des guides d'onde DLSP

Soit une structure de guide d'onde *Dielectric-Loaded Surface Plasmon-Polariton* (DLSP) se composant d'un ruban diélectrique (par exemple réalisé en résine polymère) d'indice de réfraction  $n_r$ , d'épaisseur  $h_r$  et de largeur  $w_r$  sur une couche homogène d'or d'épaisseur  $h_{Au}$  déposée sur un substrat en silice (Figure 29). Le ruban en polymère d'indice de réfraction plus élevé que l'indice de l'air ou du substrat permet d'augmenter le confinement transverse du champ et ainsi de réduire la largeur du guide d'onde par rapport à une simple bande métallique.

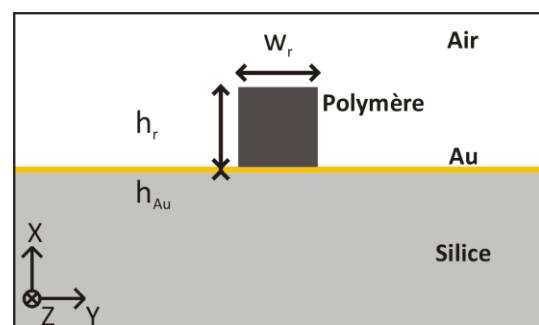


Figure 29 : Section XY d'un DLSP

Les guides d'onde DLSPP sont susceptibles de supporter des modes TE et TM. Il est intéressant de commencer par étudier une structure multimodale définie par les paramètres suivants :

$$\lambda = 1,55 \mu\text{m} ; h_{Au} = 50 \text{ nm} ; w_{Au} = \infty ; w_r = h_r = 1,2 \mu\text{m} ;$$

$$n_{silice} = 1,45 ; n_{Au} = 0,5748 + 9,664i ; n_r = 1,64 ; n_{air} = 1 ;$$

Malgré des dimensions du ruban inférieures à la longueur d'onde ( $1,2\mu\text{m} \times 1,2\mu\text{m}$ ), huit modes apparaissent : 3 modes TE et 5 modes TM présentés sur la figure 30. Les modes TE peuvent ne pas être considérés comme des modes plasmoniques car ils interagissent peu avec la couche de métal contrairement au cas des modes TM. Du fait d'une absorption moindre dans le métal, la longueur de propagation des modes TE est généralement beaucoup plus élevée que celles des modes TM. En particulier, pour des épaisseurs de polymère assez faibles, si la couche de métal est retirée, les modes TE persistent contrairement aux modes TM. L'augmentation du confinement ne s'applique alors pas aux modes TE. Plus l'épaisseur  $h_r$  de polymère diminue, plus l'indice effectif associé à ces modes diminue. De sorte qu'il devient possible, en limitant l'épaisseur  $h_r$  du polymère ( $h_r \approx 400\text{nm}$ ), d'empêcher l'apparition de ces modes TE et de réaliser ainsi un guide d'onde DLSPP purement plasmonique. Contrairement aux bandes métalliques (§II.1.D) où il fallait éviter de diminuer la largeur de la bande en deçà de la largeur de coupure, une réduction des dimensions du ruban diélectrique dans le cas des guides DLSPP permet de passer d'une structure multimodale à une structure monomode avec un mode purement plasmonique.



Figure 30 : Modes dans un guide d'onde DLSPP de section  $1,2 \times 1,2 \mu\text{m}^2$

De la même manière qu'avec le MIE, il est possible d'étudier l'évolution de l'indice effectif de chacun des modes supportés par le DLSPP en fonction de la largeur du guide  $w_r$  pour les paramètres suivants (Figure 31) :

$$\lambda = 1,55 \mu\text{m} ; h_{Au} = 50 \text{ nm} ; h_r = 500 \text{ nm} ;$$

$$n_{silice} = 1,45 ; n_{Au} = 0,5748 + 9,664i ; n_r = 1,64 ; n_{air} = 1 ;$$

Les modes TE (en rouge) sont encore présents mais leurs indices effectifs restent inférieurs à 1,25. Plus l'épaisseur  $h_r$  de polymère diminue et plus les indices effectifs associés à ces modes diminuent. Un nouveau mode TE apparaît lorsque  $w_r$  varie de 800nm environ.

De la même façon, un nouveau mode TM (en bleu) apparaît à chaque fois que  $w_r$  augmente de 640nm environ. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus précédemment avec le MIE

(Figure 22). La comparaison des indices effectifs et des longueurs de propagation calculés avec le solveur de mode et avec le MIE montre des différences. Par exemple, dans le cas du guide d'onde DLSP avec un ruban diélectrique de section transversale  $500\text{nm} \times 500\text{nm}$  déposé sur une couche d'or d'épaisseur  $h_{\text{Au}}=50\text{nm}$ , le MIE donne des valeurs de  $n_{\text{eff}}=1,22$  et  $L_{\text{SPP}}=43,64\mu\text{m}$  alors qu'avec le solveur de mode, on obtient les valeurs  $n_{\text{eff}}=1,33$  et  $L_{\text{SPP}}=26,6\mu\text{m}$ . Ainsi le solveur de mode permet d'affiner les calculs effectués avec le MIE. De manière à éviter la dispersion intermodale ou des effets d'interférences entre les modes, il est possible d'obtenir un guide DLSP monomode transverse en réduisant la largeur du ruban de polymère en dessous de  $640\text{nm}$ . Dans ces conditions, seul le mode TM00 est guidé avec un indice effectif inférieur à  $1,4$  et une longueur de propagation  $L_{\text{SPP}}=26,5\mu\text{m}$ .

Lorsque l'indice effectif des modes TM est proche de  $1,45$ , les modes guidés à l'interface Au/Polymère se retrouvent couplés aux modes guidés à l'interface Silice/Au qui ont un indice effectif similaire. La levée de dégénérescence entre ces modes se traduit par des courbes en configuration d'anti-croisement traduisant l'apparition d'un couplage entre les modes plasmoniques (TM) et les modes diélectriques (TE). Ce phénomène était déjà présent lors de l'étude des modes planaires (Figure 14a). Des levées de dégénérescence semblent également se produire dans certains cas où un mode TE pair (resp. impair) croise un mode TM impair (resp. pair) ce qui est par exemple le cas pour les modes TE00 et TM03. La raison physique de ces levées de dégénérescence reste encore mal comprise.

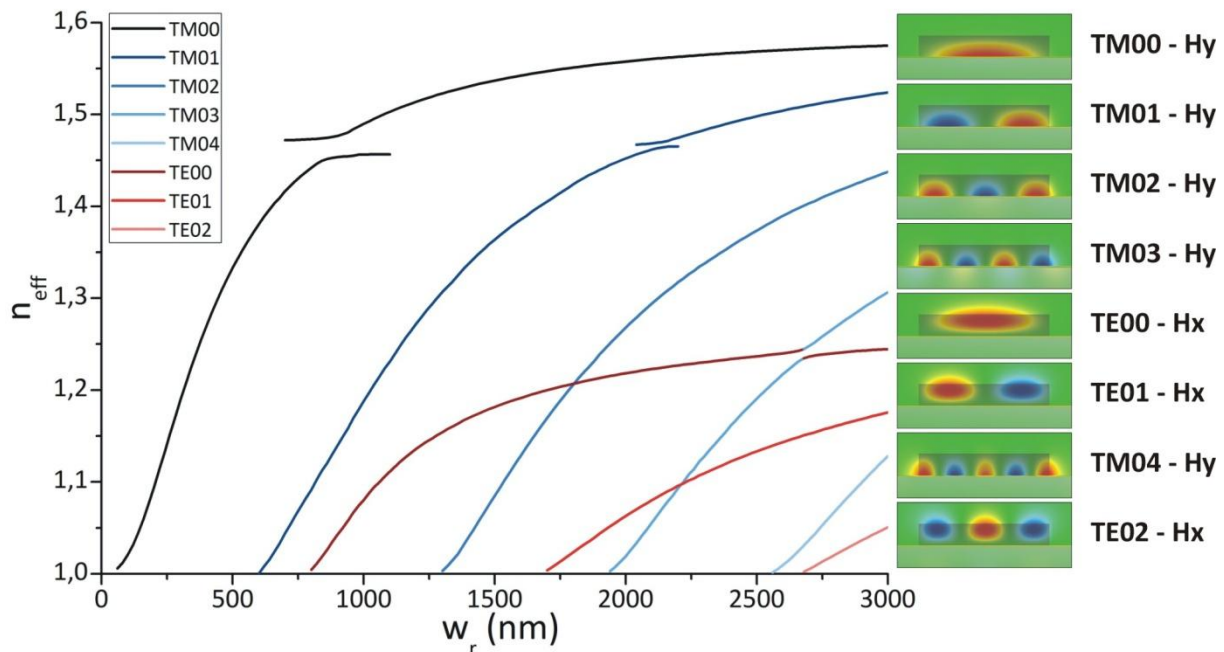


Figure 31 : Evolution de l'indice effectif des modes TE et TM d'un guide d'onde DLSP d'épaisseur  $h_r=500\text{nm}$  en fonction de la largeur  $w_r$  ; (en insertion) Représentation des composantes Hx (pour les modes TE) et Hy (pour les modes TM) pour la largeur  $w_r=3\mu\text{m}$

Ainsi, les guides d'onde DLSP offrent un confinement du champ plus important que les simples bandes métalliques. Comme souvent dans les structures de guides d'onde plasmoniques, ce confinement transverse plus élevé se fait malheureusement au détriment de la longueur de propagation qui reste limitée à quelques dizaines de microns seulement. Une structure de guide d'onde « Long-Range » DLSP a été récemment proposée<sup>65,66</sup> puis fabriquée et testée<sup>93</sup>. Cette nouvelle structure consiste à combiner les guides d'onde DLSP et LRSPP dans le but de profiter à la fois du fort confinement transverse permis par le DLSP et de la grande longueur de propagation du LRSPP. Il s'agit du guide d'onde LRDLSPP.

### F. Etude des guides d'onde LRDLSP

Un guide d'onde *Long-Range Dielectric-Loaded Surface Plasmon-Polariton* (LRDLSP) se compose d'un ruban en polymère d'indice de réfraction  $n_r$ , d'épaisseur  $h_r$  et de largeur  $w_r$  recouvrant une bande métallique d'or d'épaisseur  $h_{Au}$  et de largeur  $w_{Au}$ . L'ensemble repose sur une couche supplémentaire de polymère appelée « buffer ». Cette couche de buffer est déposée sur un substrat. Le buffer peut recouvrir complètement le substrat (Figure 32) ou bien être limité latéralement avec une largeur équivalente à celle de la partie supérieure  $w_r$ .

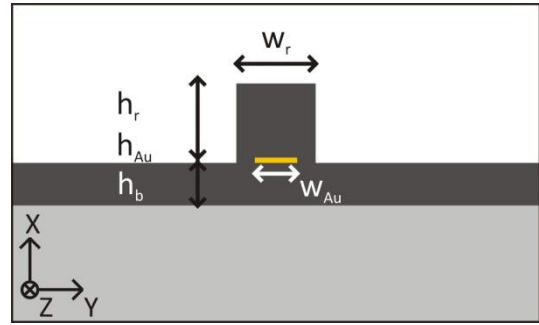


Figure 32 : Section d'un LRDLSP

D'une manière équivalente au travail effectué avec le modèle planaire (I.2.D.b), il est possible de rechercher les dimensions optimales pour guider la lumière en recherchant une longueur de propagation maximum. Les guides LRDLSP étudiés numériquement sont constitués d'un substrat en CYTOP<sup>65</sup>, d'un buffer et d'un ruban en SAL601. L'indice du substrat est choisi beaucoup plus faible que l'indice de la résine polymère de manière à assurer un meilleur confinement dans le ruban (§I.2.D.b). Nous utilisons donc les paramètres suivants\* :

$$\lambda = 1,55 \mu\text{m} ; h_{Au} = 15 \text{ nm} ; w_{Au} = 400 \text{ nm} ; w_r = h_r = 700 \text{ nm} ;$$

$$n_{substrat} = 1,34 ; n_{Au} = 0,5748 + 9,664i ; n_r = 1,64 ; n_{air} = 1$$

L'étude de l'évolution de l'indice effectif et de la longueur de propagation du mode symétrique (également appelé mode « Long-range » dans la littérature) en fonction de l'épaisseur de la couche de buffer  $h_b$  montre un comportement similaire à celui obtenu avec le modèle planaire (Figure 16).

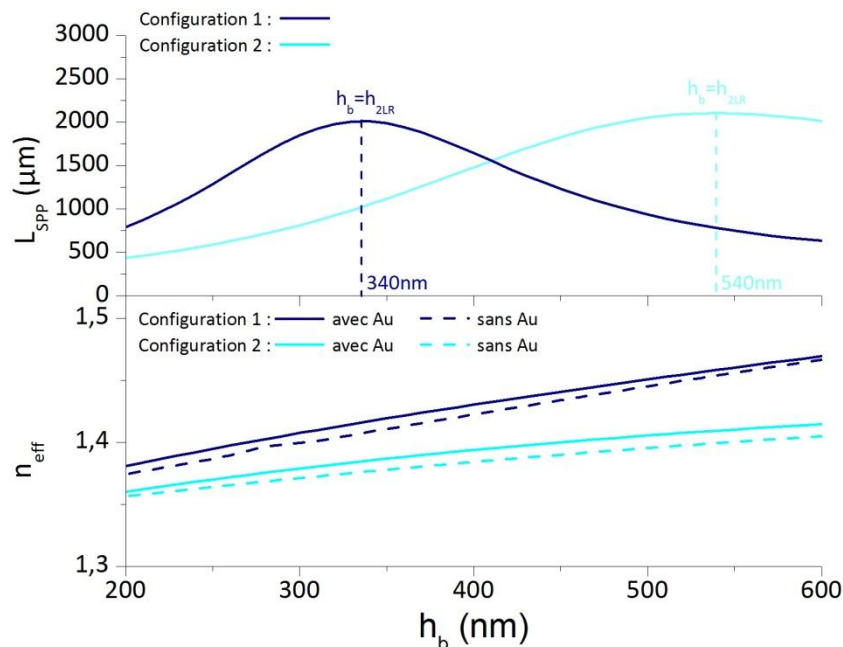


Figure 33 : Evolution de l'indice effectif  $n_{eff}$  et de la longueur de propagation  $L_{SPP}$  du mode « Long-Range » sur un guide d'onde LRDLSP en fonction de l'épaisseur du buffer  $h_b$  (Configuration 1 : buffer de largeur  $\infty$  ; Configuration 2 : buffer de largeur limitée à  $w_r$ )

\* De manière à limiter au maximum l'absorption dans le métal et permettre d'augmenter considérablement la longueur de propagation du mode « Long-Range », l'épaisseur du ruban métallique sera limitée à 15nm seulement (voir §I.2.B.c).

En effet, une longueur de propagation maximale peut être obtenue pour une épaisseur de buffer  $h_b = h_{2LR}$  bien particulière. Deux séries de calculs ont été menées en parallèle. Dans la première série, la largeur du buffer est supposée infinie (configuration 1 du LRDLSPP). Dans la deuxième série, la largeur du buffer est choisie égale à  $w_r$  (configuration 2 du LRDLSPP). Pour chacune de ces deux séries, un calcul supplémentaire de l'indice effectif  $n_{eff}$  a été effectué en l'absence de la bande métallique dans le polymère afin de comparer la structure du mode avec celle obtenue pour un guide en ruban purement diélectrique (Figure 33).

Cette étude permet d'en déduire plusieurs points :

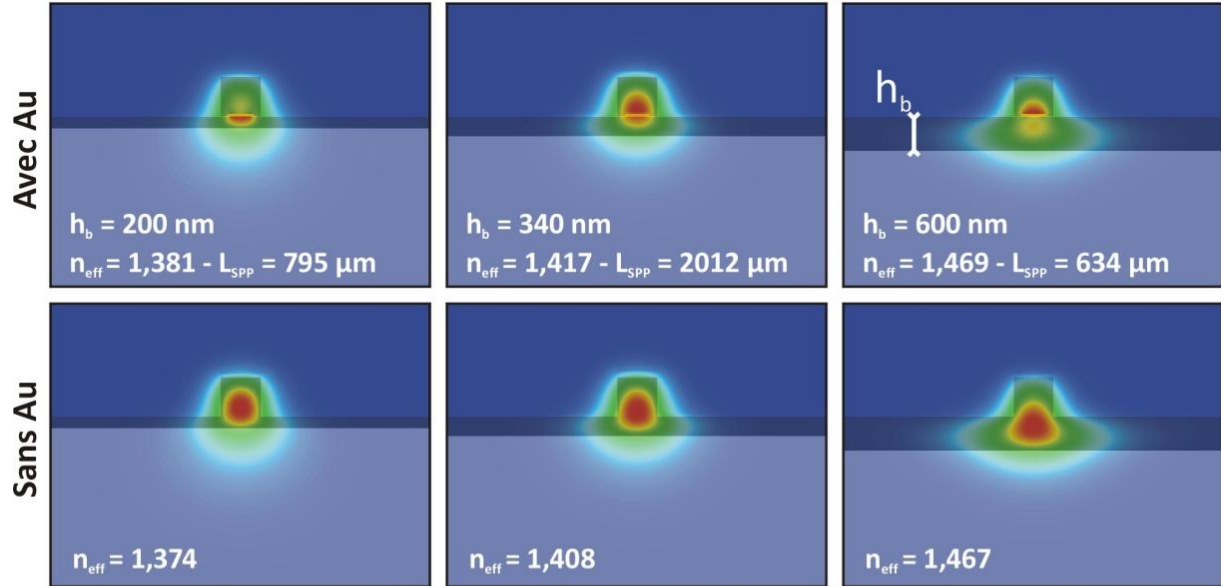
- D'une part, le solveur de mode permet de confirmer qu'un guide LRDLSPP n'offre malheureusement qu'une amélioration très limitée en termes d'intégration en comparaison d'un guide purement diélectrique. Cela est particulièrement vrai dans notre cas car nous avons choisi une épaisseur de métal très faible (seulement 15nm). En effet, les indices effectifs des deux guides LRDLSPP sont très proches des indices obtenus avec les structures purement diélectriques équivalentes. Comme cela a été énoncé précédemment (I.2.D.b), une épaisseur plus élevée de métal permettrait d'accroître le confinement du mode, mais cela se ferait au détriment de la longueur de propagation ;
- Bien que les indices effectifs soient proches, les distributions des champs  $H_y$  du mode LRDLSPP et du mode dans le guide purement diélectrique ne sont équivalentes que pour l'épaisseur optimum de buffer  $h_{2LR}$  (Figure 34) ;
- L'optimum de longueur de propagation est obtenu pour une épaisseur de buffer choisie telle que la bande métallique se retrouve précisément localisée au centre du mode diélectrique TM guidé dans le guide diélectrique équivalent. Une dissymétrie apparaît lorsque le métal se situe en dessous ou au dessus de cette position optimum (par exemple pour  $h_b=200$  ou  $600\text{nm}$ ) ;
- Le fait de limiter latéralement le buffer se traduit par un champ plus confiné dans cette partie du guide. C'est pourquoi l'épaisseur de buffer nécessaire pour obtenir un optimum de longueur de propagation est plus élevée ( $h_{2LR}=540\text{nm}$  au lieu de  $340\text{nm}$ ). Cette configuration se rapproche de celle proposée par Jianjun Chen et al. en 2009<sup>66</sup> ;
- La présence de la bande d'or dans le polymère a un rôle de sélecteur de l'état de polarisation avec un fonctionnement proche de celui d'un polariseur à grille métallique. En effet, seul le mode TM est guidé dans la structure. Le mode TE, existant dans la structure purement diélectrique, ne peut plus se propager.

Le modèle analytique planaire et le solveur de mode sont des outils particulièrement adaptés pour être couplés avec un code de calcul FDTD. En effet, un code FDTD permet d'étudier la propagation de la lumière dans une structure plasmonique de forme quelconque. Pour les structures de guides d'onde plasmoniques, la modélisation FDTD permet d'étendre les résultats obtenus avec le solveur de mode au cas des coupleurs directionnels<sup>32</sup>, des guides coudés<sup>59</sup> ou en « S »<sup>61</sup>, des structures d'interféromètres plasmoniques<sup>36</sup> ...). Le calcul FDTD nécessite la présence au départ d'une « source » de lumière répartie dans un plan pour une simulation dans un espace à 3D ou suivant une ligne pour une simulation dans un espace en 2D. Cette source lumineuse peut être une simple source ponctuelle. Toutefois, dans une structure de guide d'onde, plus cette source sera éloignée d'un mode propre guidé, plus la zone d'adaptation du champ sera importante, obligeant à utiliser des boîtes de calculs très grandes et très coûteuses en temps de calcul. L'utilisation du solveur de mode et du modèle planaire permet d'injecter directement la distribution de champ



correspondant au mode propre (ou à une combinaison linéaire de modes solutions) comme source lumineuse de départ. Cette approche permet soit de gagner un temps de calcul considérable, soit de profiter de plus d'espace dans la boîte de calcul pour modéliser par FDTD la partie de la structure qui n'est pas modélisable directement par le solveur.

**Configuration 1 :**



**Configuration 2 :**

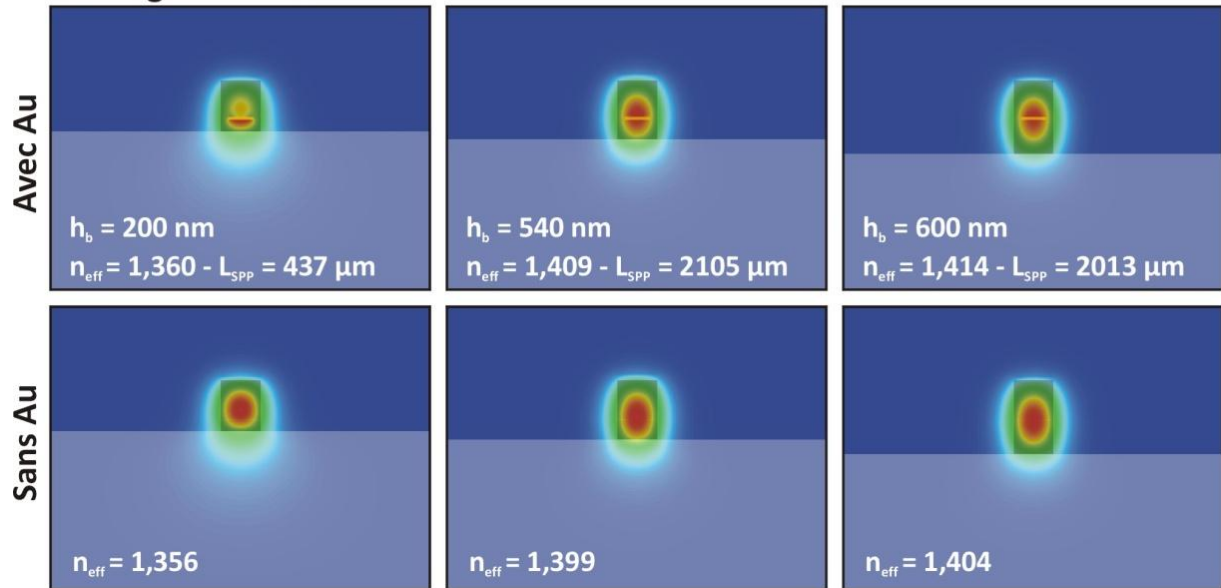


Figure 34 : Evolution de la répartition du champ  $H_y$  dans les configurations 1 et 2 pour trois épaisseurs de buffer différentes ( $h_b=200\text{nm}$ ,  $h_{2LR}$  et  $600\text{nm}$ ) et avec ou sans bande d'or

## 2. Simulations numériques Finite-Difference Time-Domain (FDTD)

### A. Introduction

La méthode FDTD est un algorithme numérique basé sur les équations de Maxwell qui permet d'étudier la propagation et l'interaction d'une onde EM dans un milieu quelconque dont les propriétés électromagnétiques sont connues. Elle est utilisée en tant qu'outil de modélisation, de simulation et d'analyse pour simuler une structure dans un espace à une, deux ou trois dimensions<sup>94,95</sup>. Ses principaux atouts sont sa précision (aucune approximation n'est imposée, excepté la discrétisation de l'espace et du temps) et son aptitude à fonctionner pour une large gamme de problèmes qui couvre aussi bien la modélisation de systèmes optiques (guides d'onde diélectriques, structures plasmoniques, matériaux à gap photonique, ...) que des systèmes hyperfréquences ou THz (antennes, métamatériaux...).

Cependant, comme pour le solveur de mode, le calcul FDTD possède comme inconvénient majeur d'être très gourmand en capacité de mémoire et en temps de calcul, ce qui oblige à optimiser le code au maximum et à utiliser des ordinateurs puissants. C'est d'autant plus vrai pour les structures plasmoniques car le maillage dans le métal doit souvent être choisi très petit par rapport aux dimensions de la boîte de calcul, comme cela a déjà été évoqué pour le solveur de mode. Un autre inconvénient commun à ces deux méthodes de calcul numérique est l'impossibilité de simuler un espace infini. Pour la FDTD, cela oblige à ajouter autour de l'espace de simulation une couche sensée reproduire le caractère infini du milieu en forçant le champ EM à devenir parfaitement nul sur les parois externes de cette couche.

Les codes numériques FDTD sont, avec les codes FEM (Finite-Element Method), parmi les outils privilégiés pour simuler et prototyper numériquement des structures d'optique intégrée (i.e. fibres optiques, cristaux photoniques, guides diélectriques...). De nombreux codes FDTD commerciaux existent (Lumerical<sup>96</sup>, EM-Explorer<sup>97</sup>, Opti-FDTD<sup>98</sup>) mais ils sont généralement coûteux et pas forcément appropriés pour l'étude de structures plasmoniques. Au début de ces travaux de thèse, plusieurs codes commerciaux ont été testés : EM-Explorer et Opti-FDTD. Nous avons constaté que les simulations de structures plasmoniques étaient alors restreintes à des cas bien particuliers (modes propres de résonance SPP sur une bille de métal, mode SPP à l'interface Métal/Diélectrique) parfois difficiles à mettre en œuvre en pratique. La principale difficulté est que ces codes commerciaux sont fermés et peu évolutifs. Une version libre de code FDTD appelé Meep<sup>99</sup> développée en C++ au MIT a également été envisagée, mais là encore, ce code s'est révélé difficile à prendre en main. Il a cependant permis de comprendre comment inclure dans le code les propriétés des milieux métalliques (voir §II.2.E). Finalement, l'adaptation d'un code FDTD-3D écrit en Fortran par Julien Cardin et Christian Dufour du CIMAP a été préférée. Ce code a été développé initialement pour étudier des structures diélectriques. Plusieurs modifications ont été toutefois nécessaires pour pouvoir simuler des structures plasmoniques à  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  :

- Ajouter un plan de source adapté en combinant le solveur de mode au code FDTD-3D ou le modèle planaire au code FDTD-2D ;
- Pouvoir simuler les propriétés EM des milieux métalliques à partir du modèle de Drude-Lorentz ;
- Ajouter un maillage adaptatif ;
- Optimiser le code afin de diminuer les temps de calcul de façon significative ;

- Rendre le passage d'un code FDTD-3D à un code FDTD-2D aisé de manière à pouvoir effectuer des calculs numériques dans un plan contenant la direction de propagation Z (à la différence du solveur de mode qui ne fonctionne que dans un plan transverse XY).

### B. Principe des simulations FDTD selon l'algorithme de Yee

La méthode FDTD consiste à modéliser le milieu étudié dans une boîte puis à échantillonner spatialement cette boîte. De la même manière, le champ EM dans cette boîte est discrétisé spatialement et temporellement. Dans les équations de Maxwell, les dérivées partielles correspondant aux différents opérateurs différentiels sont remplacées par des différences discrètes finies. A un instant  $t$  donné, le champ EM est calculé de proche en proche dans toute la boîte. Une fois l'intégralité du champ obtenue, le calcul est répété à  $t+\Delta t$  ( $\Delta t$  étant un intervalle de temps élémentaire paramétrable par l'utilisateur) et ainsi de suite... Il s'agit donc d'un calcul itératif à la fois suivant les coordonnées spatiales (calcul de proche en proche dans le maillage) mais également temporellement puisque le champ EM est calculé pour chaque instant  $t, t+\Delta t, \dots$

Deux termes supplémentaires sont ajoutés aux équations de Maxwell-Faraday et de Maxwell-Ampère déjà utilisées pour le solveur de mode (équations [145] et [147]). Ces équations deviennent alors respectivement :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \mu \vec{H}}{\partial t} - \sigma' \vec{H} \quad [61]$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \varepsilon \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad [62]$$

Les constantes  $\sigma$  et  $\sigma'$  sont introduites au départ dans la méthode FDTD uniquement dans la couche entourant la boîte de calcul. Cette couche est appelée en anglais « Perfectly Matched Layer » ou PML<sup>94</sup>. Les constantes  $\sigma$  et  $\sigma'$  sont choisies suffisamment élevées pour presque complètement absorber le champ sur l'épaisseur de la PML (voir §II.2.D.a).

La constante  $\sigma'$  n'a clairement aucun sens physique et n'est introduite que comme un moyen de calcul numérique dans la PML. C'est la raison pour laquelle le terme correspondant est noté différemment du terme physique dans l'équation [61] qui n'est pas l'équation de Maxwell-Faraday mais sa reformulation pour la modélisation numérique FDTD. Par contre, la constante  $\sigma$  qui correspond à une conductivité électrique pourra être non nulle dans la boîte FDTD où se trouve le système étudié si cela est nécessaire (voir §II.2.E et §II.2.G.c).

La discrétisation sur le champ EM et le temps est appliquée uniquement sur les équations [61] et [62]. Dans un espace en 3D repéré en coordonnées cartésiennes, ces deux équations projetées suivant  $\vec{u}_x$  s'écrivent respectivement :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma' H_x \right] \quad [63]$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x \right] \quad [64]$$

Par permutation circulaire des indices  $x, y, z$ , deux autres paires d'équations différentielles équivalentes suivant les axes  $y$  et  $z$  peuvent être aisément retrouvées. Il s'agit maintenant de discrétiser spatialement et temporellement ces équations de manière à réaliser un algorithme itératif.

Les équations de Maxwell-Gauss [144] et de champ magnétique à flux conservatif [146] sont respectées indirectement par la manière d'échantillonner spatialement les composantes des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ . Pour cela, nous utilisons un maillage spatial particulier, initialement introduit par Kane Yee en 1966<sup>100</sup>. L'idée de Yee a été de choisir une relation géométrique pour l'échantillonnage spatial des champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$ . Les différentes composantes des champs sont réparties suivant le maillage présenté sur la figure 35. De cette manière, chaque composante du champ électrique est directement entourée de quatre composantes du champ magnétique et de même chaque composante du champ magnétique est directement entourée de quatre composantes du champ électrique. Ce maillage permet d'une part de tenir compte de la nature rotationnelle des équations [61] et [62] et d'autre part du fait que les équations [144] et [146] correspondent à des divergences nulles des champs. En particulier, la figure 35 permet de souligner les composantes de H (en bleu) qui s'enroulent autour de celles de E (en rouge) à la manière d'un rotationnel ainsi que les composantes de E qui s'éloignent d'un point source au centre du cube comme pour une divergence. Un avantage supplémentaire de ce choix d'échantillonnage spatial est que la continuité des composantes tangentielles des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  entre deux milieux différents est respectée si la séparation entre ces deux milieux est choisie parallèle à l'un des plans du maillage spatial. Les structures qui seront étudiées dans la suite de ce manuscrit respecteront ce maillage en coordonnées cartésiennes (§II.2.G). D'autres maillages plus complexes existent tels que des maillages hexagonaux ou un maillage couplant un tétra-décaèdre avec un double tétraèdre<sup>94</sup>.

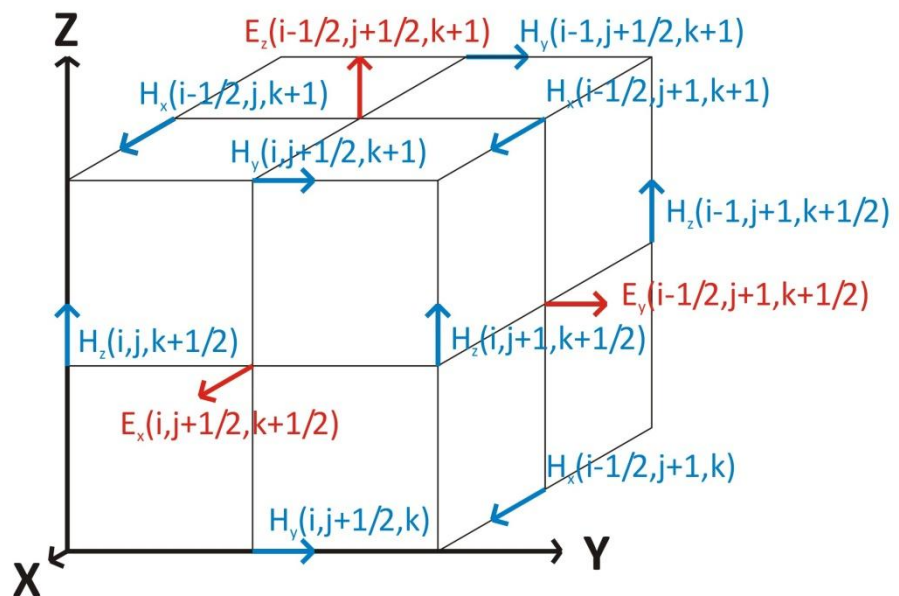


Figure 35 : Cellule élémentaire du maillage de Yee

Une autre particularité de cet algorithme est de réaliser une discrétisation temporelle où les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont calculés à chaque itération respectivement avec un décalage d'un demi pas temporel  $\Delta t/2$ . Une itération sera donc composée de deux demi pas temporels. Elle peut se représenter de la manière suivante :

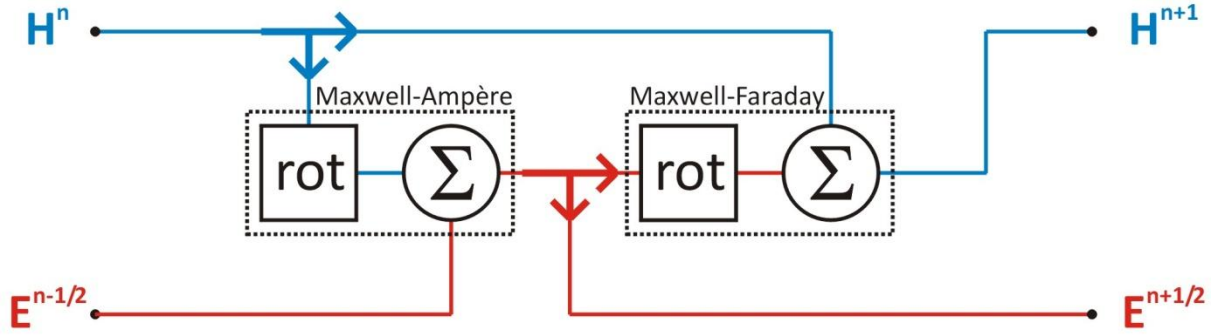


Figure 36 : Une itération de l'algorithme de Yee

A l'instant  $t+\Delta t/2$ , les composantes du champ  $\vec{E}$  sont calculées dans l'espace constitué par la boîte et la PML à partir des composantes du champ  $\vec{E}$  calculées à  $t-\Delta t/2$  et des composantes du champ  $\vec{H}$  calculées à  $t$ . A l'instant  $t+\Delta t$ , les composantes du champ  $\vec{H}$  sont calculées à partir des composantes du champ  $\vec{H}$  calculées à  $t$  et des composantes du champ  $\vec{E}$  calculées à  $t+\Delta t/2$  et ainsi de suite.

### C. Discrétisation selon Yee

Soit un point de l'espace-temps défini par les quatre indices  $(n, i, j, k)$ . Ces quatre indices correspondent aux coordonnées dans l'espace-temps  $(t=n\Delta t, x=i\Delta x, y=j\Delta y, z=k\Delta z)$  avec  $\Delta t$  le pas élémentaire temporel et  $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$  les pas d'échantillonnage respectivement suivant les axes  $(x, y, z)$  du repère cartésien.

Si les dérivées temporelles et spatiales dans les équations de Maxwell sont remplacées par leurs différences finies au premier ordre, cela conduit par exemple pour les deux premiers termes de l'équation [63] à :

$$\left. \frac{\partial H_x}{\partial t} \right|_{i,j,k} = \frac{H_x|_{i,j,k}^{n+1} - H_x|_{i,j,k}^n}{\Delta t} + o(\Delta t^2) \quad [65]$$

$$\left. \frac{\partial E_y}{\partial z} \right|_{i,j,k+1} = \frac{E_y|_{i,j,k+\frac{3}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - E_y|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} + o(\Delta z^2) \quad [66]$$

Dans l'équation de Maxwell-Ampère donnée sous la forme [64], les dérivées partielles sont remplacées systématiquement par des différences finies. La composante  $i$  selon  $x$  du champ  $\vec{E}$  à l'instant  $t+\Delta t/2$  est alors décrite, en fonction des composantes  $i$  des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  calculées respectivement à  $t-\Delta t/2$  et  $t$ , par l'équation [67] :

$$\left[ \frac{E_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - E_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} \right]_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} = \frac{1}{\epsilon_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}} \left[ \left[ \frac{H_z|_{i+1,k}^n - H_z|_{i,k}^n}{\Delta y} \right]_{i,k+\frac{1}{2}} - \left[ \frac{H_y|_{k+1}^n - H_y|_k^n}{\Delta z} \right]_{i,j+\frac{1}{2}} - \sigma_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} E_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^n \right] \quad [67]$$

$$\text{avec } E_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^n = \frac{E_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + E_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}}}{2} \quad [68]$$

Cette expression peut être remise en forme de manière à exprimer la composante du champ  $E_x$  en fonction des composantes  $H_y$  et  $H_z$  qui l'entourent dans la maille élémentaire de Yee :

$$E_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \text{Ca}|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} E_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} + \text{Cb}|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} \left[ \left[ \frac{H_z|_{j+1}^n - H_z|_j^n}{\Delta y} \right]_{i,k+\frac{1}{2}} - \left[ \frac{H_y|_{k+1}^n - H_y|_k^n}{\Delta z} \right]_{i,j+\frac{1}{2}} \right] \quad [69]$$

$$\text{où } \text{Ca}|_{i,j,k} = \frac{1 - \frac{\sigma_{i,j,k}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j,k}}}{1 + \frac{\sigma_{i,j,k}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j,k}}} \text{ et } \text{Cb}|_{i,j,k} = \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}}}{1 + \frac{\sigma_{i,j,k}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j,k}}} \quad [70]$$

Ainsi, l'équation [69] permet d'exprimer les composantes du champ  $E_x$  à  $n+1/2$  uniquement en fonction des composantes du champ  $E_x$  à  $n-1/2$ ,  $H_y$  à  $n$  et  $H_z$  à  $n$ , l'ensemble de ces composantes étant contenues dans le même plan  $i$  comme cela est représenté sur la Figure 37 :

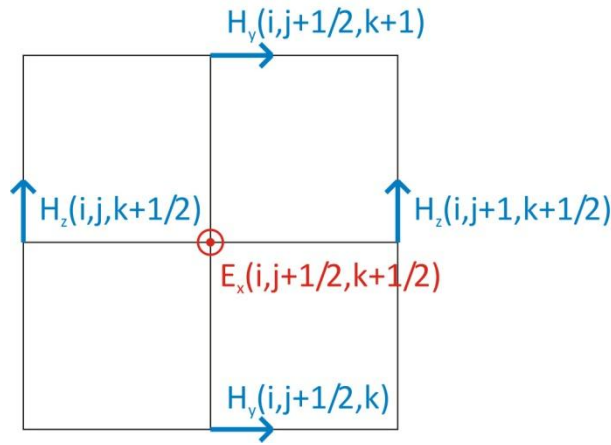


Figure 37 : Plan  $i$  de la cellule de Yee

Les composantes suivant  $y$  et  $z$  s'obtiennent en utilisant la même technique:

$$E_y|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \text{Ca}|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+\frac{1}{2}} E_y|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} + \text{Cb}|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+\frac{1}{2}} \left[ \left[ \frac{H_x|_{k+1}^n - H_x|_k^n}{\Delta z} \right]_{i-\frac{1}{2},j+1} - \left[ \frac{H_z|_i^n - H_z|_{i-1}^n}{\Delta x} \right]_{j+1,k+\frac{1}{2}} \right] \quad [71]$$

$$E_z|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k+1}^{n+\frac{1}{2}} = \text{Ca}|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k+1} E_z|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k+1}^{n-\frac{1}{2}} + \text{Cb}|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k+1} \left[ \left[ \frac{H_y|_i^n - H_y|_{i-1}^n}{\Delta x} \right]_{j+\frac{1}{2},k+1} - \left[ \frac{H_x|_{j+1}^n - H_x|_j^n}{\Delta y} \right]_{i-\frac{1}{2},k+1} \right] \quad [72]$$

où  $\text{Ca}$  et  $\text{Cb}$  sont à nouveau définis par l'équation [70].

De la même façon, si on remplace les dérivées partielles par des différences finies dans l'équation de Maxwell-Faraday donnée sous la forme [63], on peut calculer par itération  $H_x$ . La composante selon  $x$  du champ  $\vec{H}$  à l'instant  $t+\Delta t$  est reliée aux composantes des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  calculées respectivement à  $t+\Delta t/2$  et  $t$  dans le plan  $i-1/2$  par l'équation [73] :

$$\frac{H_x|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+1}^{n+1} - H_x|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+1}^n}{\Delta t} = \frac{1}{\mu_{i-\frac{1}{2},j+1,k+1}} \left[ \left[ \frac{E_y|_{k+\frac{3}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - E_y|_{k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right]_{i-\frac{1}{2},j+1} - \left[ \frac{E_z|_{j+\frac{3}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - E_z|_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right]_{i-\frac{1}{2},k+1} - \sigma'_{i-\frac{1}{2},j+1,k+1} H_x|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+1}^{n+\frac{1}{2}} \right] \quad [73]$$

$$\text{avec } H_x|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+1}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{H_x|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+1}^{n+1} + H_x|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+1}^n}{2} \quad [74]$$

Cette expression peut être remise en forme de manière à exprimer la composante du champ Hx en fonction des composantes Ey et Ez qui l'entourent dans la maille élémentaire de Yee :

$$H_x|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+1}^{n+1} = Da|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+1} H_x|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+1}^n + Db|_{i-\frac{1}{2},j+1,k+1} \left[ \left[ \frac{E_y|_{k+\frac{3}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - E_y|_{k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right]_{i-\frac{1}{2},j+1} - \left[ \frac{E_z|_{j+\frac{3}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - E_z|_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right]_{i-\frac{1}{2},k+1} \right] \quad [75]$$

$$\text{où } Da|_{i,j,k} = \frac{1 - \frac{\sigma'_{i,j,k}\Delta t}{2\mu_{i,j,k}}}{1 + \frac{\sigma'_{i,j,k}\Delta t}{2\mu_{i,j,k}}} \text{ et } Db|_{i,j,k} = \frac{\frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}}}{1 + \frac{\sigma'_{i,j,k}\Delta t}{2\mu_{i,j,k}}} \quad [76]$$

De nouveau, les composantes des champs E et H nécessaires à ce calcul sont contenues dans le plan  $i-1/2$ , comme cela est représenté sur la Figure 38:

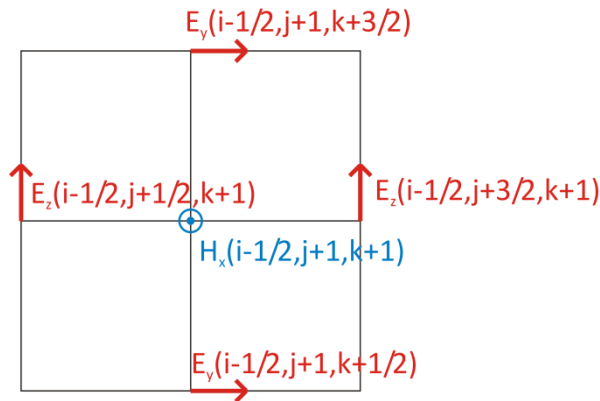


Figure 38 : Plan  $i-1/2$  de la cellule de Yee

Les composantes du champ magnétique H suivant y et z s'obtiennent en utilisant la même méthode de calcul itératif discret :

$$H_y|_{i,j+\frac{1}{2},k+1}^{n+1} = Da|_{i,j+\frac{1}{2},k+1} H_y|_{i,j+\frac{1}{2},k+1}^n + Db|_{i,j+\frac{1}{2},k+1} \left[ \left[ \frac{E_z|_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - E_z|_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right]_{j+\frac{1}{2},k+1} - \left[ \frac{E_x|_{k+\frac{3}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - E_x|_{k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right]_{i,j+\frac{1}{2}} \right] \quad [77]$$

$$H_z|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = Da|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}} H_z|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n + Db|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}} \left[ \left[ \frac{E_x|_{j+\frac{3}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - E_x|_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right]_{i,k+\frac{1}{2}} - \left[ \frac{E_y|_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - E_y|_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right]_{j+1,k+\frac{1}{2}} \right] \quad [78]$$

où Da et Db sont à nouveau définis par l'équation [76].

En assemblant les figures 37 et 38, on comprend mieux à posteriori la forme que prend la cellule élémentaire de Yee présentée initialement sur la figure 35. La combinaison des équations [69] à [72] pour les composantes de E et des équations [75] à [78] pour les composantes de H permet par un calcul itératif de déterminer l'évolution au cours du temps des composantes discrètes du champ EM. Ces composantes sont calculées aux nœuds du maillage de Yee dans l'ensemble de la boîte de calcul FDTD. Toutefois, ces équations discrètes nécessitent de choisir convenablement les pas du maillage spatial de Yee ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ ) et l'intervalle élémentaire de temps  $\Delta t$ . L'échantillonnage spatial doit être judicieusement choisi pour qu'il soit bien adapté au milieu et aboutisse à des temps de calcul raisonnables tout en donnant des résultats justes du point de vue de la physique. Ces choix sont

essentiels pour garantir la qualité des résultats numériques obtenus par la méthode FDTD. Pour conserver un échantillonnage de la boîte FDTD suffisamment fin, les pas spatiaux sont rarement choisis supérieurs à  $1/10$  de la longueur d'onde dans le milieu matériel associée au champ EM :

$$\Delta x \leq \frac{\lambda}{10} ; \Delta y \leq \frac{\lambda}{10} ; \Delta z \leq \frac{\lambda}{10} \quad [79]$$

Le pas temporel  $\Delta t$  est fixé par la condition de stabilité numérique. Cette condition conduit à l'équation [80] dont la démonstration est présentée en annexe V.

$$\Delta t = \frac{1}{v_\phi \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}} \quad \text{où } \mu\epsilon v_\phi^2 = 1 \quad [80]$$

Plus les pas spatiaux choisis seront petits, plus le pas temporel sera réduit et donc plus le temps de calcul sera long.

L'utilisation d'un maillage adaptatif dans le calcul FDTD permettra de réduire considérablement le nombre de nœuds de maillage spatial dans la boîte. Cependant,  $\Delta t$  étant commun à l'ensemble de la boîte de calcul, les pas spatiaux utilisés ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ ) pour calculer  $\Delta t$  par l'équation [80] seront ceux correspondant aux pas les plus fins. Malgré cela, le gain en espace-mémoire et en temps en calcul apporté par un tel maillage ne sera pas négligeable (II.2.G.d).

#### D. Mise en place de la boîte de calcul

La boîte de calcul est composée de différentes zones représentées sur la Figure 39.

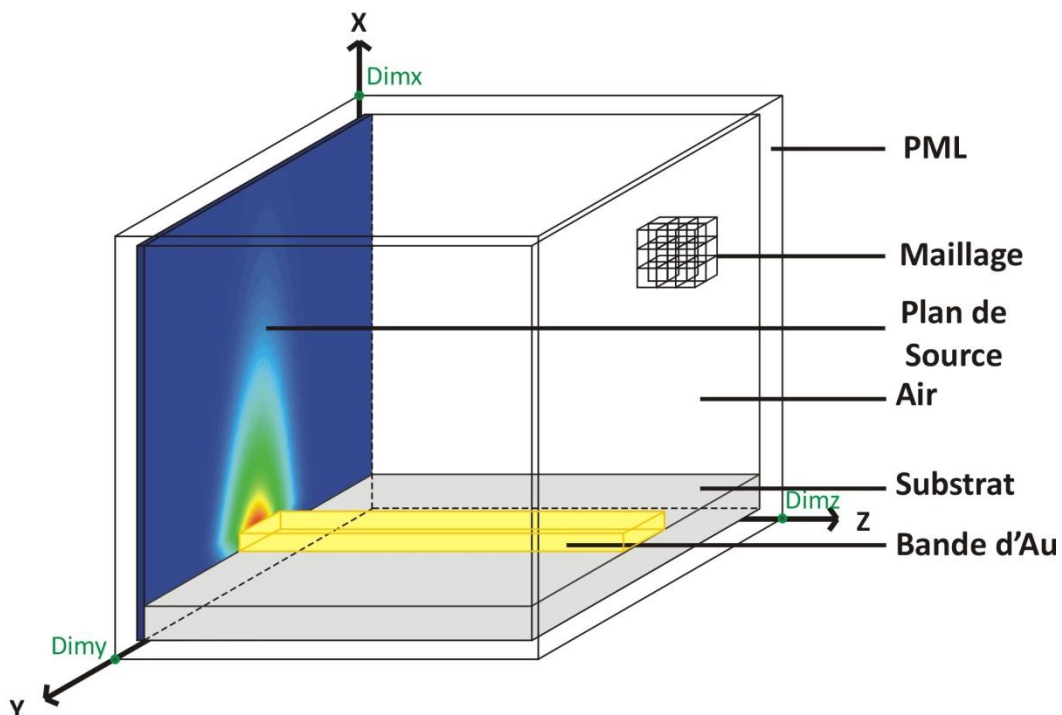


Figure 39 : Structure de la boîte de calcul

##### a. La PML (Perfectly Matched Layer)

Il s'agit d'une zone de quelques cellules d'épaisseur qui entoure complètement la boîte de calcul et qui permet d'éviter les effets de bord. En effet, dans de nombreux problèmes, les ondes EM se



propagent sur des dimensions largement supérieures aux dimensions choisies pour la boîte de calcul et se retrouvent à interagir avec les bords de la boîte. Le rôle de la PML est d'absorber toutes les ondes EM incidentes sans réémettre aucune réflexion vers l'intérieur de la boîte. Ainsi, la PML permet d'étendre artificiellement à l'infini l'espace autour de la boîte de calcul. De cette façon, le champ EM devient quasiment nul sur les parois extérieures de la PML ce qui évite des discontinuités dans les calculs qui aboutiraient à des artefacts similaires à des réflexions vers l'intérieur de la boîte.

### b. La source

Pour étudier l'évolution de modes plasmoniques dans des structures intégrées 3D (respectivement 2D), il faut avant tout définir un plan de source (respectivement ligne de source), généralement situé à une extrémité de la boîte de calcul juste après la PML. Cette source génère l'onde EM initiale qui se propage dans la boîte. Elle reste présente tout au long du calcul. Pour faciliter la convergence du calcul itératif FDTD vers le mode propre de propagation dans la structure, cette source doit posséder une distribution de champ  $H_{y_{SRC}}$  proche d'un mode propre au début de la structure guidante. Le solveur de mode (ou le modèle des couches planaires) est ici particulièrement utile pour générer directement un mode propre de la structure de départ en 3D (ou 2D). Ainsi, pratiquement aucune phase d'adaptation n'est nécessaire. Des structures différentes de la structure guidante de départ peuvent ensuite être placées quelques plans après le plan de source, évitant un gaspillage important de place dans la boîte de calcul. Dans le cas des structures plasmoniques, les modes d'intérêt étant généralement TM, la source est définie par la composante  $H_y$ , puis est calculée à chaque itération temporelle  $n$  par

$$H_y = H_{y_{SRC}} \sin(n\omega\Delta t)$$

$$\text{avec } \omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \text{ est la pulsation de l'onde EM} \quad [81]$$

### c. La zone principale

La zone principale contient le système à modéliser. Elle est divisée en plusieurs parties, permettant de délimiter les zones de permittivités diélectriques différentes. Par exemple, pour un guide métallique rectangulaire, trois zones sont à définir (voir Figure 39) : le substrat de verre, la bande métallique d'or et l'air situé au dessus. Ainsi, à chaque point du maillage  $(i,j,k)$  est associée la valeur de permittivité correspondante  $\varepsilon(i,j,k)$ . Contrairement au solveur de mode, les calculs FDTD sont effectués avec des grandeurs réelles<sup>94</sup>. Il n'est donc pas possible d'implémenter directement la permittivité complexe du métal.

## E. Comment simuler un milieu métallique ?

Pour décrire un métal, la première idée a été de se placer dans l'hypothèse d'un champ EM harmonique où l'équation de Maxwell-Ampère devient:

$$(j\omega\varepsilon + \sigma)\vec{E} = \overrightarrow{rot}(\vec{H}) \quad [82]$$

Ainsi, il est envisageable de prendre en compte la partie imaginaire  $\varepsilon_i$  de la permittivité en ajoutant tout simplement dans la zone de métal une conductivité électrique  $\sigma(i,j,k) = \omega\varepsilon_0\varepsilon_i$  correspondant à un terme d'absorption. Avec cette approche, la permittivité dans le métal devient simplement  $\varepsilon(i,j,k) = \varepsilon_0\varepsilon_r$ . Malheureusement le terme de permittivité devient alors négatif dans le métal ce qui conduit à une instabilité lors du calcul FDTD qui empêche l'usage de cette méthode

pourtant simple à implémenter. En effet, la relation de dispersion dans un milieu homogène de permittivité relative  $\varepsilon_r$  et de perméabilité relative  $\mu_r$  est donnée par l'équation :

$$\omega^2 = \frac{c^2 k^2}{\mu_r \varepsilon_r} \quad [83]$$

Cette relation conduit à deux solutions réelles pour  $\varepsilon_r$  positive et à deux solutions imaginaires pour  $\varepsilon_r$  négative (avec  $\mu_r > 0$ ), l'une correspondant à une décroissance exponentielle et l'autre à une croissance exponentielle qui conduit à un calcul divergent dans toute simulation effectuée dans le domaine temporel. Ainsi, il ne s'agit donc pas vraiment d'une instabilité numérique mais d'une solution numérique réelle associée à un matériau non physique\*.

Pour simuler les milieux métalliques, il est alors nécessaire d'ajouter une équation supplémentaire pour traduire le caractère dispersif du métal. Elle correspond à une discrétisation de l'équation de Drude-Lorentz<sup>94</sup> (voir équation [12] et annexe I). Il est possible de réécrire cette équation sous la forme :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r = \varepsilon_0 + \sum_{k=0}^5 \frac{\varepsilon_0 f_k \omega_p^2}{(\omega_k^2 - \omega^2) + i\omega \Gamma_k} \text{ avec } \omega_0 = 0 \text{ et } f_0 \omega_p^2 = \Omega_p^2 \quad [84]$$

Ainsi, à partir des différents paramètres  $\omega_p$ ,  $\omega_k$ ,  $f_k$  et  $\Gamma_k$  tabulés dans la référence 69, onze métaux sont modélisables dans le code. En repartant de l'équation [62] :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \varepsilon \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} = \frac{\partial \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad [85]$$

$$\text{où } \vec{P} = \sum_{k=0}^5 \vec{P}_k = \sum_{k=0}^5 \frac{\varepsilon_0 f_k \omega_p^2}{(\omega_k^2 - \omega^2) + i\omega \Gamma_k} \vec{E} = \text{Polarisation induite} \quad [86]$$

En passant de la notation imaginaire à la notation réelle, l'équation [86] pour une valeur de k comprise entre 0 et 5 peut être réécrite sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \vec{P}_k}{\partial t^2} + \Gamma_k \frac{\partial \vec{P}_k}{\partial t} + \omega_k^2 \vec{P}_k = \varepsilon_0 f_k \omega_p^2 \vec{E} \quad [87]$$

La dérivée seconde en fonction du temps oblige à utiliser la polarisation sur trois unités de temps différentes ( $n+1/2$ ,  $n-1/2$  et  $n-3/2$ ) rendant complexe l'expression de  $P_k^{n+1/2}$  en fonction de  $P_k^{n-1/2}$ ,  $P_k^{n-3/2}$  et  $E^{n+1/2}$ . Une astuce<sup>101</sup>, facile à implémenter dans le code, consiste à modifier l'algorithme présenté figure 36 en celui présenté figure 40 en séparant l'équation [87] en deux équations distinctes [88] et [89] :

$$\vec{J}_k = \frac{\partial \vec{P}_k}{\partial t} = \text{Courant de polarisation} \quad [88]$$

$$\frac{\partial \vec{J}_k}{\partial t} + \Gamma_k \vec{J}_k + \omega_k^2 \vec{P}_k = \varepsilon_0 f_k \omega_p^2 \vec{E} \quad [89]$$

\* Dans le cas d'un matériau de permittivité et perméabilité négatives, l'équation [83] conduit à nouveau à deux solutions réelles. Cependant, aux frontières délimitant le matériau, la permittivité et la perméabilité étant discrétisées sur deux maillages spatiaux décalés à cause du maillage de Yee, le terme  $\mu_r \varepsilon_r$  sera négatif sur un demi-pas spatial conduisant aussi à une divergence lors du calcul.

La discrétisation en temps de l'équation [88] donne :

$$\vec{J}_k^n = \frac{\vec{P}_k^{n+\frac{1}{2}} - \vec{P}_k^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} \quad [90]$$

$$\vec{P}_k^{n+\frac{1}{2}} = \Delta t \vec{J}_k^n + \vec{P}_k^{n-\frac{1}{2}} \quad [91]$$

La discrétisation en temps de l'équation [89] donne :

$$\frac{\vec{J}_k^{n+1} - \vec{J}_k^n}{\Delta t} + \Gamma_k \frac{\vec{J}_k^{n+1} + \vec{J}_k^n}{2} + \omega_k^2 \vec{P}_k^{n+\frac{1}{2}} = \varepsilon_0 f_k \omega_p^2 \vec{E}^{n+\frac{1}{2}} \quad [92]$$

$$\vec{J}_k^{n+1} = \left[ \frac{2\Delta t \varepsilon_0 f_k \omega_p^2}{2 + \Delta t \Gamma_k} \right] \vec{E}^{n+\frac{1}{2}} - \left[ \frac{2\Delta t \omega_k^2}{2 + \Delta t \Gamma_k} \right] \vec{P}_k^{n+\frac{1}{2}} + \left[ \frac{2 - \Delta t \Gamma_k}{2 + \Delta t \Gamma_k} \right] \vec{J}_k^n \quad [93]$$

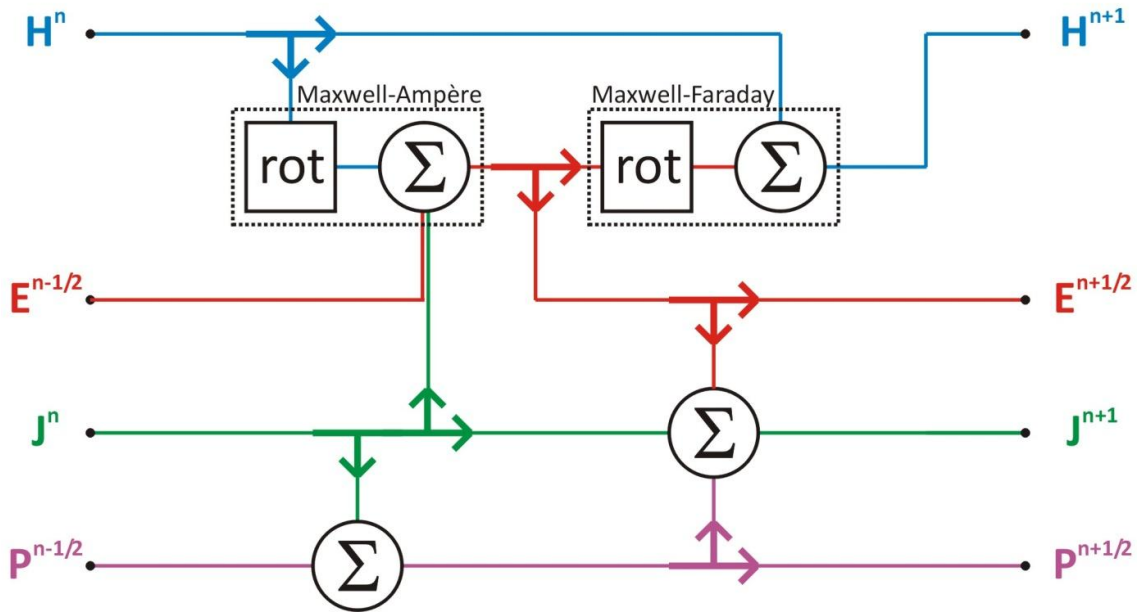


Figure 40 : Ajout de la polarisation  $P$  et du courant de polarisation  $J$  à une itération de l'algorithme de Yee

Pour les mêmes raisons que pour le solveur de mode, les zones métalliques nécessitent des maillages très fins de l'ordre du nm. Or la taille de la zone principale en FDTD-3D est encore plus critique que pour le solveur de mode. En effet, lorsque celle-ci augmente, la durée du calcul peut atteindre plusieurs jours, voire plusieurs semaines. Pour cette raison, un maillage adaptatif est à nouveau nécessaire sous réserve que l'espace mémoire de la machine sur laquelle est effectué le calcul, ne soit pas saturé de données.

#### F. Choix du maillage adaptatif FDTD

Le maillage de Yee étant très différent de celui du solveur de mode (Figure 41), l'adaptation de celui-ci sera différente. Le maillage adaptatif que nous proposons d'utiliser est relativement simple à mettre en place en comparaison de ceux généralement utilisés<sup>94</sup>. Pour illustrer cette technique de maillage, nous pouvons considérer la modélisation d'une bande métallique d'or déposée sur un substrat en silice (figure 42). A proximité de chaque interface Au/Diélectrique, l'écart entre les plans du maillage se réduit progressivement. Pour faciliter la compréhension, nous nous placerons dans un plan XY ( $k$  fixé) et nous considérerons uniquement les dérivées selon l'axe Y, soit les dérivées ( $\partial H_z / \partial y$  et  $\partial E_x / \partial y$ ). Pour éviter d'alourdir les notations, les indices  $i$  et  $k$  seront omis dans la suite.

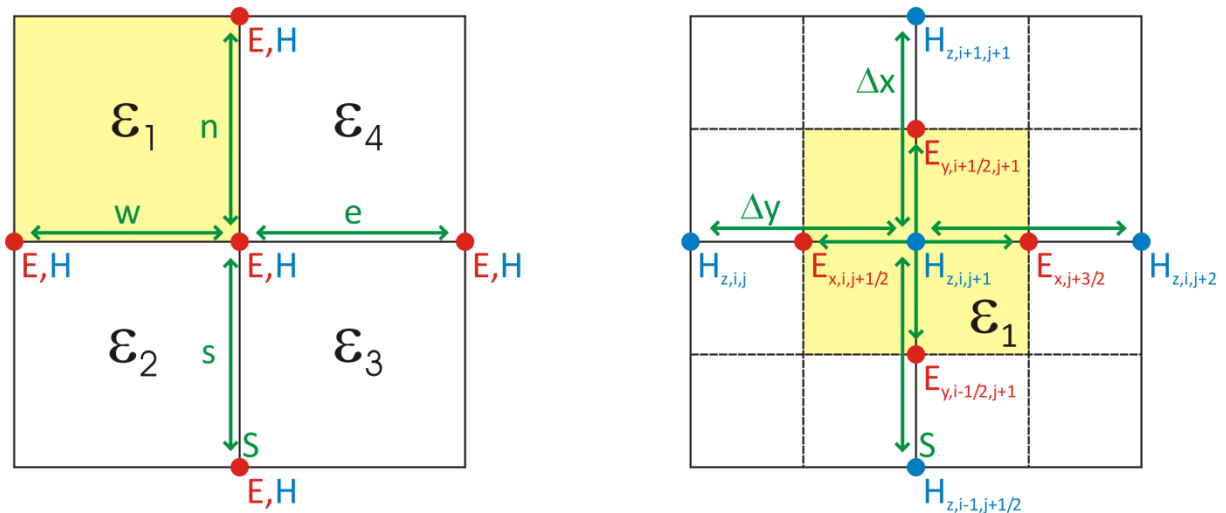


Figure 41 : Comparaison maillage de Bierwirth / Maillage de Yee

Le calcul de la composante  $E_x$  en  $j+1/2$  est obtenu à partir de l'équation [69] et nécessite de calculer la dérivée de  $\partial H_z / \partial y$  présentée dans l'équation [94]. Le calcul de composante  $H_z$  en  $j+1$  est obtenu à partir de l'équation [78] et nécessite de calculer la dérivée  $\partial E_x / \partial y$  présentée dans l'équation [95].

$$E_x|_{j+\frac{1}{2}} \text{ est calculé à partir de } \frac{H_z|_{j+1} - H_z|_j}{\Delta y} \quad [94]$$

$$H_z|_{j+1} \text{ est calculé à partir de } \frac{E_x|_{j+\frac{3}{2}} - E_x|_{j+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \quad [95]$$

Pour que le maillage de Yee soit respecté, les dérivées doivent toujours être des différences centrées lors d'un changement de maillage. Par exemple, la distance entre la composante  $E_x|_{j+\frac{1}{2}}$  et  $H_z|_j$  doit être identique à celle entre  $E_x|_{j+\frac{1}{2}}$  et  $H_z|_{j+1}$  et égale à un demi pas spatial  $\Delta y/2$ . De manière à ce que cette condition soit toujours respectée, il est possible de réaliser un maillage adaptatif simple en suivant le maillage proposé sur la figure 43 correspondant à un grossissement de la zone rectangulaire en haut à droite de la figure 42.

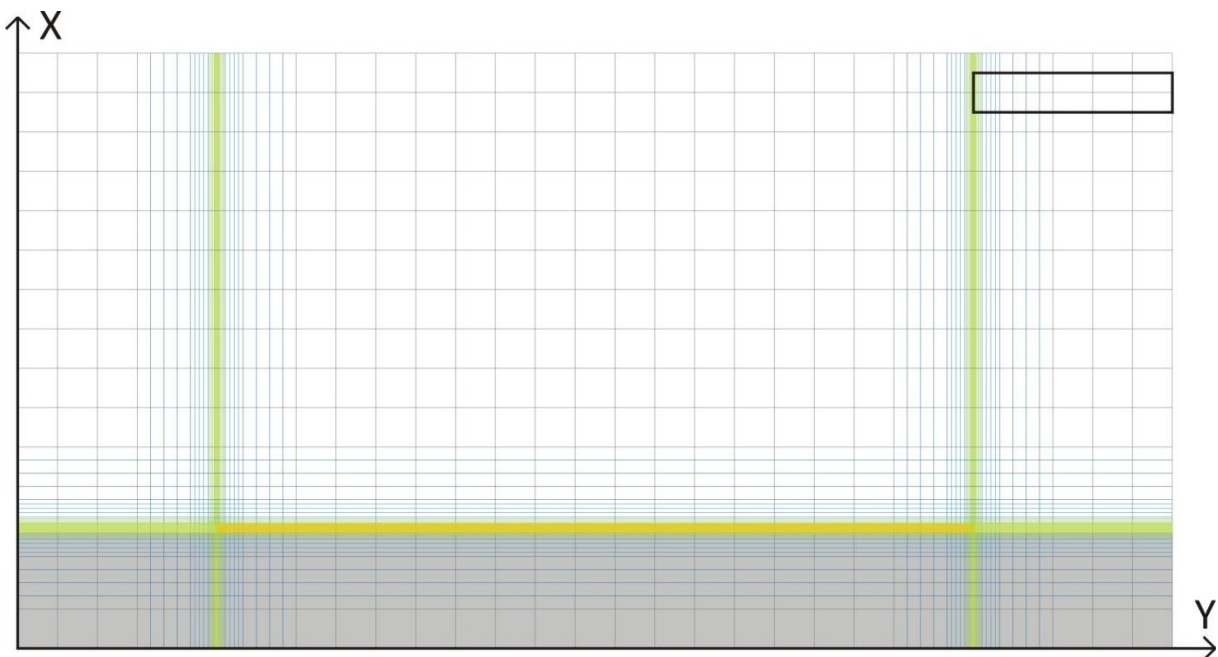


Figure 42 : Coupe transverse d'un guide d'onde plasmonique illustrant l'évolution du maillage

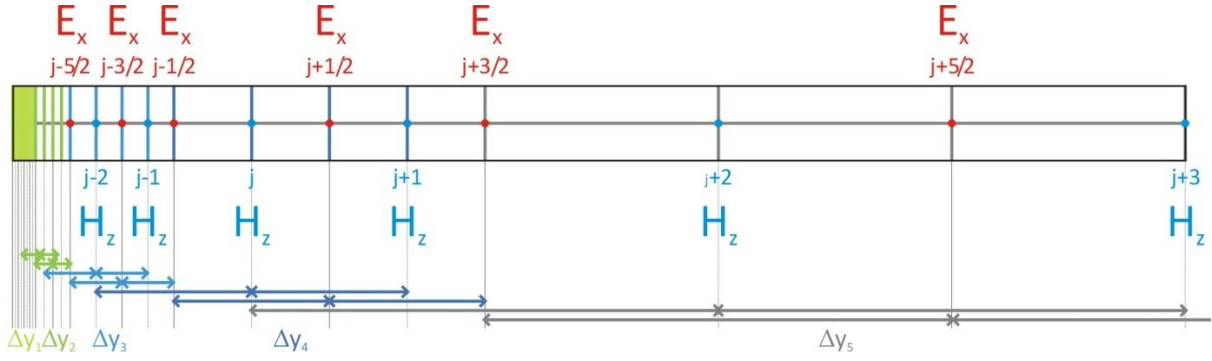


Figure 43 : Adaptation du maillage FDTD

Les composantes de  $E_x$  et  $H_z$  seront obtenues en calculant les dérivées selon  $y$  de la manière suivante :

...	$H_z _{j-2}$	$E_x _{j-\frac{3}{2}}$	$H_z _{j-1}$	$E_x _{j-\frac{1}{2}}$	$H_z _j$
...	$\frac{E_x _{j-\frac{3}{2}} - E_x _{j-\frac{5}{2}}}{\Delta y_3}$	$\frac{H_z _{j-1} - H_z _{j-2}}{\Delta y_3}$	$\frac{E_x _{j-\frac{1}{2}} - E_x _{j-\frac{3}{2}}}{\Delta y_3}$	$\frac{H_z _j - H_z _{j-1-1}}{\Delta y_4}$	$\frac{E_x _{j+\frac{1}{2}} - E_x _{j-\frac{1}{2}}}{\Delta y_4}$
	$E_x _{j+\frac{1}{2}}$	$H_z _{j+1}$	$E_x _{j+\frac{3}{2}}$	$H_z _{j+2}$	$E_x _{j+\frac{5}{2}}$
	$\frac{H_z _{j+1} - H_z _j}{\Delta y_4}$	$\frac{E_x _{j+\frac{3}{2}} - E_x _{j+\frac{1}{2}}}{\Delta y_4}$	$\frac{H_z _{j+2} - H_z _{j+1-1}}{\Delta y_5}$	$\frac{E_x _{j+\frac{5}{2}} - E_x _{j+\frac{3}{2}}}{\Delta y_5}$	$\frac{H_z _{j+3} - H_z _{j+2}}{\Delta y_5}$

 Tableau 10 : Calculs des dérivées selon  $Y$  avec le maillage adaptatif

Par exemple, pour calculer la composante de champ  $E_x$  en  $j-1/2$ , la dérivée sera effectuée entre les composantes de champ  $H_z$  en  $j$  et  $j-2$  (au lieu de  $j-1$  comme surligné en rouge dans le tableau 10) avec un pas égal à  $\Delta y_4$ . Cette différence sera centrée si et seulement si  $\Delta y_4 = 3\Delta y_3$ . Une fois ce décalage effectué, la composante de champ  $H_z$  en  $j-1$ , sera obtenue à partir des composantes de champ  $E_x$  en  $j-1/2$  et  $j-3/2$  avec un pas égal à  $\Delta y_3$ . Le passage du pas  $\Delta y_4$  à  $\Delta y_3$  nécessite au moins deux cellules. Ainsi, la forme du maillage contraint le choix des pas  $\Delta y$  tel que :

$$\Delta y_5 = 3 \times \Delta y_4 = 9 \times \Delta y_3 = 27 \times \Delta y_2 = 81 \times \Delta y_1 \quad [96]$$

Un maillage fin de  $\Delta y_1 = 1$  nm dans la couche d'or donnera ainsi un maillage plus grossier  $\Delta y_5 = 81$  nm à l'extérieur. Le changement de maillage s'effectue très simplement et sur quelques cellules seulement. Le passage de  $\Delta x_1$  à  $\Delta x_5$  (et réciproquement) se fait en 16 demi pas spatiaux soit  $8\Delta y$  seulement. Il est bien entendu possible d'allonger la zone d'adaptation pour que le changement ne soit pas trop abrupt (pour les mêmes raisons que pour le solveur de mode FD). De même, il est possible de modifier le nombre de maillages différents souhaité en fonction de la structure étudiée.

Les changements de pas s'effectuant par plans, ce type de maillage n'est pas adapté pour réaliser des maillages adaptatifs courbés. Cette approche est toutefois très bien adaptée à l'étude de simples bandes métalliques, de guides d'onde droits ou de DLSP.

Malgré l'utilisation d'une source correspondant à un mode propre, d'un maillage adaptatif et d'un code optimisé, les calculs FDTD-3D restent souvent très longs ( $> 1$  jour). Il est donc préférable de commencer par simuler la structure multicouche à 2D avant de passer à la simulation 3D. Les équations 2D n'étant pas identiques aux équations 3D, cela demande de nombreux changements dans le code FDTD-3D. Pour cela, le code a également été modifié afin qu'il puisse simuler les

structures à 2D puis à 3D mais surtout pour que le passage de l'une à l'autre des simulations soit simple et rapide.

### G. Etudes de structures plasmoniques par FDTD 2D et 3D

#### a. Transition d'une interface double Silice/Au/Air vers une interface triple Silice/Au/Polymère/Air

Une première utilisation possible des simulations FDTD-2D et FDTD-3D est l'étude de l'évolution d'un mode plasmonique lors d'un changement d'interface. Par exemple, en 2D, comment un mode à fuites se propageant sur une double interface Silice/Au/Air évolue-t-il lorsqu'il arrive sur une triple interface Silice/Au/Polymère/Air ? Ou inversement, en 3D, comment un mode TM<sub>00</sub> se propageant dans un guide DLSP monomode de dimension 500x500nm<sup>2</sup> évolue-t-il lorsqu'il arrive à l'extrémité du guide sur une interface Silice/Au/Air ?

La génération d'un SPP sur la double interface Silice/Au/Air en configuration de Kretschmann-Raether se produit pour un angle incidence de 43,9° à la longueur d'onde de 1,55μm (équation [22]). Une fois créé, ce SPP se propage le long de l'interface sous la forme d'un mode à fuites dont les propriétés sont profondément liées à l'épaisseur de la couche d'or (Figure 9). En arrivant sur une couche homogène de polymère d'épaisseur égale à 500nm, une partie du mode à fuites est alors couplé sous la forme d'un mode lié se propageant à l'interface Au/Polymère, le reste étant perdu sous forme de fuites radiatives dans l'air. Il est possible d'étudier cette transition en effectuant un calcul par FDTD-2D avec les paramètres suivants :

$$\lambda = 1,55 \mu\text{m} ; h_{Au} = 50 \text{ nm} ; h_r = 500 \text{ nm} ;$$

$$n_{Silice} = 1,45 ; n_{Au} = 0,5748 + 9,664i ; n_r = 1,64 ; n_{air} = 1$$

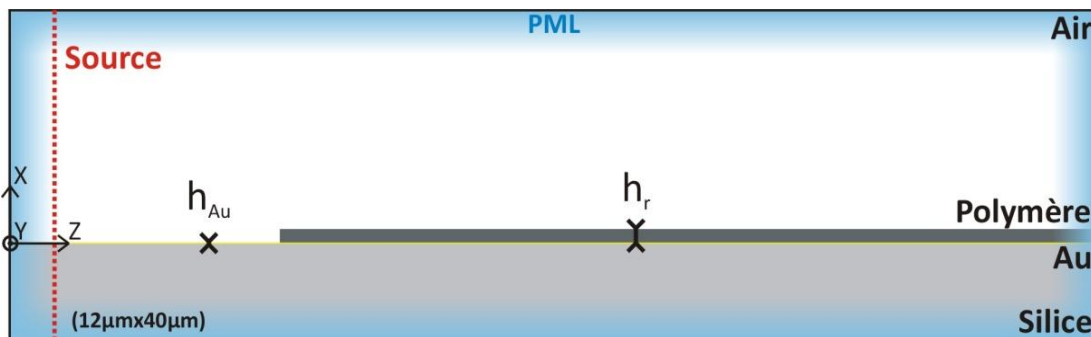


Figure 44 : Définitions des zones d'indices de réfraction différents dans le plan XZ

Le calcul a été effectué dans une boîte de dimension X=12μm et Z=40μm avec une PML d'environ 1,5μm d'épaisseur. La source est calculée à partir du modèle planaire (développé dans la partie I.2) qui est directement intégré au code FDTD-2D et permet de générer l'un des quatre modes présents sur la double interface Silice/Au/Air (ou une superposition de ces modes) à partir des indices effectifs complexes calculés par ce modèle (Tableau 4). Ces modes étant purement TM, seule la composante Hy est calculée et insérée au début de la boîte FDTD (Figures 44 et 45). Les autres composantes Ex et Ez se déduisent automatiquement lors du calcul FDTD un demi pas temporel plus tard ( $\Delta t/2$ ). Les autres composantes Hx, Hz, et Ey restent nulles tout au long du calcul. Cette source est calculée en tenant compte du maillage adaptatif FDTD utilisé suivant X. Pour ce premier exemple, le maillage choisi est le suivant. Le pas dans l'or est de  $\Delta x_1=1,85\text{nm}$ , le pas dans le ruban polymère (sur toute la longueur Z de la boîte) est de  $\Delta x_3=16,65\text{nm}$  ( $=9\Delta x_1$ ), le pas de part et d'autre de l'or et du Polymère est de  $\Delta x_5=149,85\text{nm}$  ( $=81\Delta x_1$ ). Enfin, le pas suivant Z est de  $\Delta z=80\text{nm}$ . De manière à obtenir le plus

précisément les épaisseurs de couches définies au départ, les zones d'adaptation entre chaque zone de maillages différents sont ajustées. L'utilisation du maillage adaptatif permet de passer d'un plan XZ faisant  $(12\mu\text{m}/1,85\text{nm}) \times (40\mu\text{m}/80\text{nm}) = 3,24 \cdot 10^6$  cellules (C) à  $1 \cdot 10^5$  C seulement.

La composante  $H_y$  présentée figure 45 correspond au mode à fuites se propageant le long de l'interface Silice/Au/Air. On supposera que ce mode apparaît dans le plan source et donc qu'aucune fuite n'est sensée être encore présente dans le substrat (Figure 10). Ainsi, les fuites (en FDTD-2D et 3D) seront automatiquement supprimées de la source. Elles apparaîtront au fur et à mesure de la propagation de la source dans la boîte FDTD.

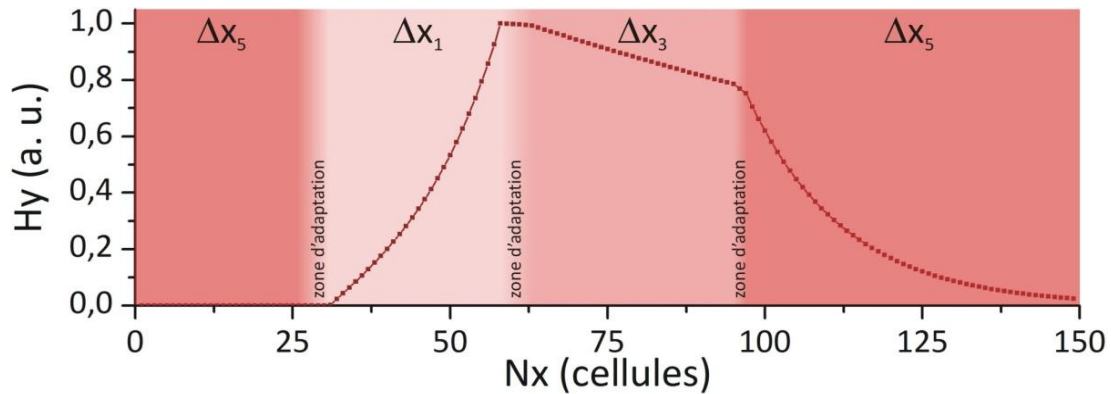


Figure 45 : Ligne source générée par le modèle planaire dans le code FDTD-2D et correspondant au mode à fuites sur une interface Silice/Au/Air

La source injectée correspondant à un mode solution de l'équation d'accord de phase pour la double interface Silice/Au/Air (équation [20]), s'adapte en quelques cellules  $\Delta z$  seulement (figure 46). Le calcul est effectué avec un pas temporel  $\Delta t = 6,17 \cdot 10^{-18}$  s respectant la condition [80] (avec  $\Delta x = \Delta x_1 = 1,85$  nm,  $\Delta y = 0$ ,  $\Delta z = 80$  nm et  $v_\phi = c$ ) et se déroule sur  $200000\Delta t$  soit environ  $1,23$  ps\*. L'ensemble des composantes de champs  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ ,  $H_x$ ,  $H_y$  et  $H_z$  sont calculées à chaque  $\Delta t$ . Il est ainsi possible d'en déduire les 3 composantes  $R_x$ ,  $R_y$  et  $R_z$  du vecteur de Poynting. Le mode étant purement TM, les composantes de champs  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$  et de flux  $R_y$  restent nulles. Sur la figure 46 sont présentées les composantes de champs  $E_x$ ,  $E_z$ ,  $H_y$  et la composante  $R_z$  à la fin du calcul à  $200000\Delta t$ . La composante  $E_z$  étant très faible devant  $E_x$ , seule la composante  $R_z$  du vecteur de Poynting est présentée. La composante de champ  $H_y$  est normalisée à 1. Le facteur 400 qui apparaît entre les composantes des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  peut être retrouvée aisément à partir de l'équation [62] (en choisissant  $\sigma = 0$  et  $\varepsilon = \varepsilon_0$ ). En notation complexe, cette équation devient simplement :

$$j\vec{k} \wedge \vec{H} = j\omega\varepsilon_0\vec{E} \Rightarrow |\vec{E}| = \frac{k}{\omega\varepsilon_0} |\vec{H}| \approx \frac{1}{c\varepsilon_0} |\vec{H}|$$

$$\text{avec } \frac{1}{c\varepsilon_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = Z_0 = 376,7 \Omega \text{ où } Z_0 \text{ est l'impédance du vide}$$

Au bout d'environ  $5000\Delta t$ \*\* , le mode à fuites initial arrive à l'entrée de la couche de polymère. Une partie du champ est alors couplée à l'intérieur du polymère, l'autre étant perdue sous forme de fuites radiatives dans l'air. L'indice effectif du mode lié étant plus élevé que l'indice de réfraction de l'air, le mode lié dans la couche de polymère se propage plus lentement que les fuites dans l'air. Ainsi, les fuites arrivent à l'extrémité de la boîte bien avant que le mode lié ne l'atteigne.

\* Avec un seul processeur i5 3,3GHz et 16Go de mémoire vive RAM, le calcul prend environ 30min.

\*\* En annexe VI est présentée l'évolution de la composante de champ  $H_y$  à 5000, 10000, 15000, 20000, 30000 et 40000 $\Delta t$ .

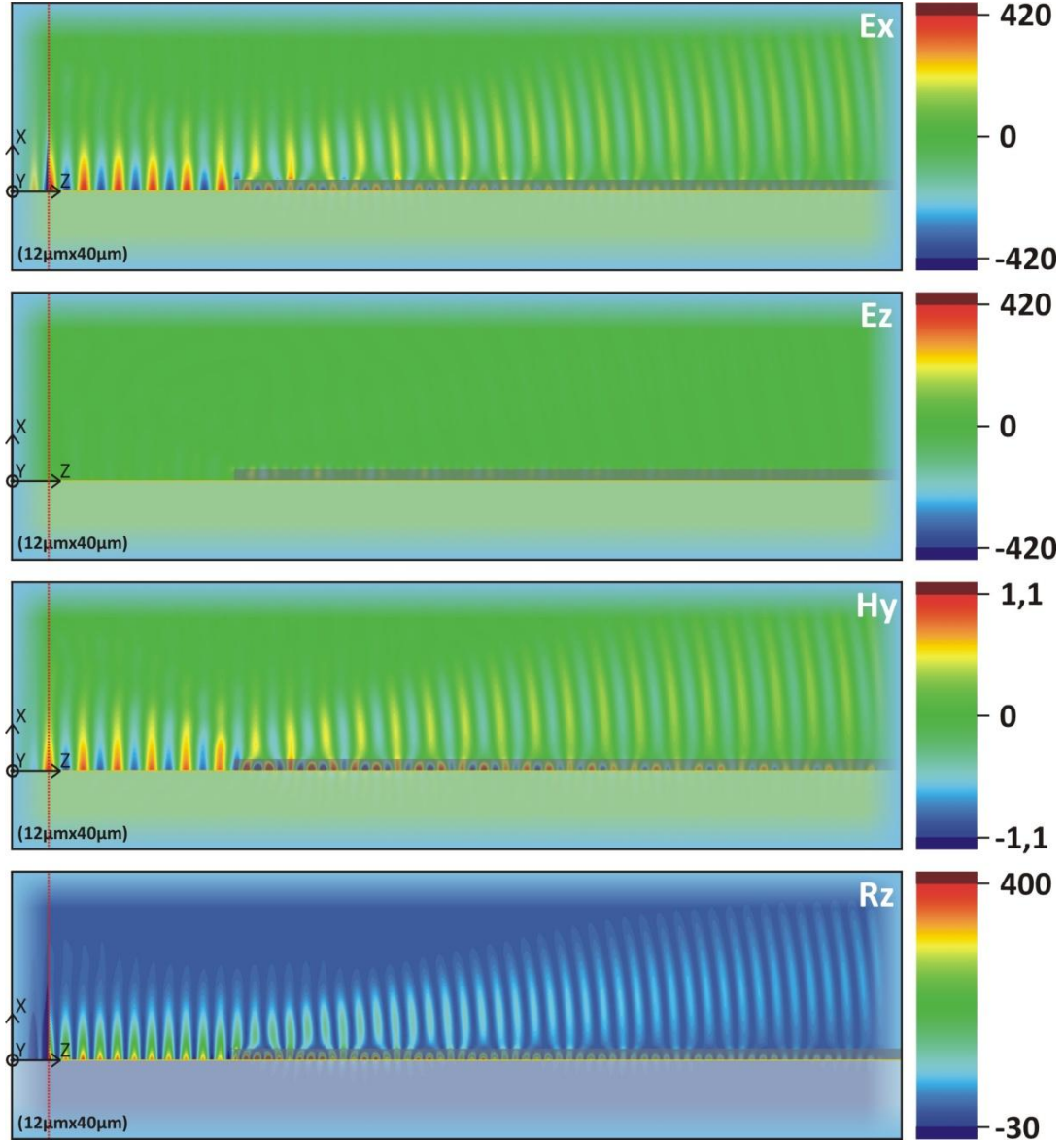


Figure 46 : Composantes de champs  $E_x$ ,  $E_z$ ,  $H_y$  et composante de flux  $R_z$  au bout de  $200000\Delta t$

Le mode lié et les fuites dans l'air interfèrent à proximité de l'interface Polymère/Air ce qui se traduit par une distribution de champs particulière à proximité de cette interface. Pour faire ressortir l'effet d'interférence qui en résulte, il est possible de calculer l'amplitude moyenne des différentes composantes de champ en s'affranchissant du terme propagatif. Un exemple est donné sur la figure 47 pour la composante  $H_y$ . L'amplitude moyenne  $\langle H_y \rangle$  est calculée à la fin de la boucle temporelle de durée  $t=N\Delta t=200000\Delta t$  à partir de l'équation [97] où les deux termes  $R$  et  $I$  sont obtenues en ajoutant à chaque itération temporelle  $n$  le champ calculé dans la boîte FDTD :  $H_y(n\Delta t) = H_{y_0} \cos(\omega n\Delta t + \varphi)$  pondéré par les termes  $\cos(\omega n\Delta t)$  pour  $R$  et  $\sin(\omega n\Delta t)$  pour  $I$ .

$$\langle H_y \rangle = \frac{2}{N} \sqrt{R^2 + I^2} \text{ où } R = \sum_{n=1}^N H_y(n\Delta t) \cos(\omega n\Delta t) \text{ et } I = \sum_{n=1}^N H_y(n\Delta t) \sin(\omega n\Delta t) \quad [97]$$

Ainsi pour un temps de calcul élevé ( $N \rightarrow \infty$ ) :

$$R = \sum_{n=1}^N H_{y_0} \cos(\omega n\Delta t + \varphi) \cos(\omega n\Delta t) = H_{y_0} \sum_{n=1}^N (\cos^2(\omega n\Delta t) \cos \varphi - \sin(\omega n\Delta t) \sin \varphi \cos(\omega n\Delta t))$$



$$= \frac{H_{y_0}}{2} \cos \varphi \sum_{n=1}^N (\cos(2\omega n \Delta t) + 1) - \frac{H_{y_0}}{2} \sin \varphi \sum_{n=1}^N \sin(2\omega n \Delta t) = \frac{NH_{y_0}}{2} \cos \varphi$$

En effectuant le même calcul pour I :

$$I = \frac{NH_{y_0}}{2} \sin \varphi$$

Ainsi le terme  $\langle H_y \rangle$  permet d'aboutir à :

$$\langle H_y \rangle = \frac{2}{N} \sqrt{R^2 + I^2} = \frac{2}{N} \frac{NH_{y_0}}{2} \sqrt{\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi} = H_{y_0}$$

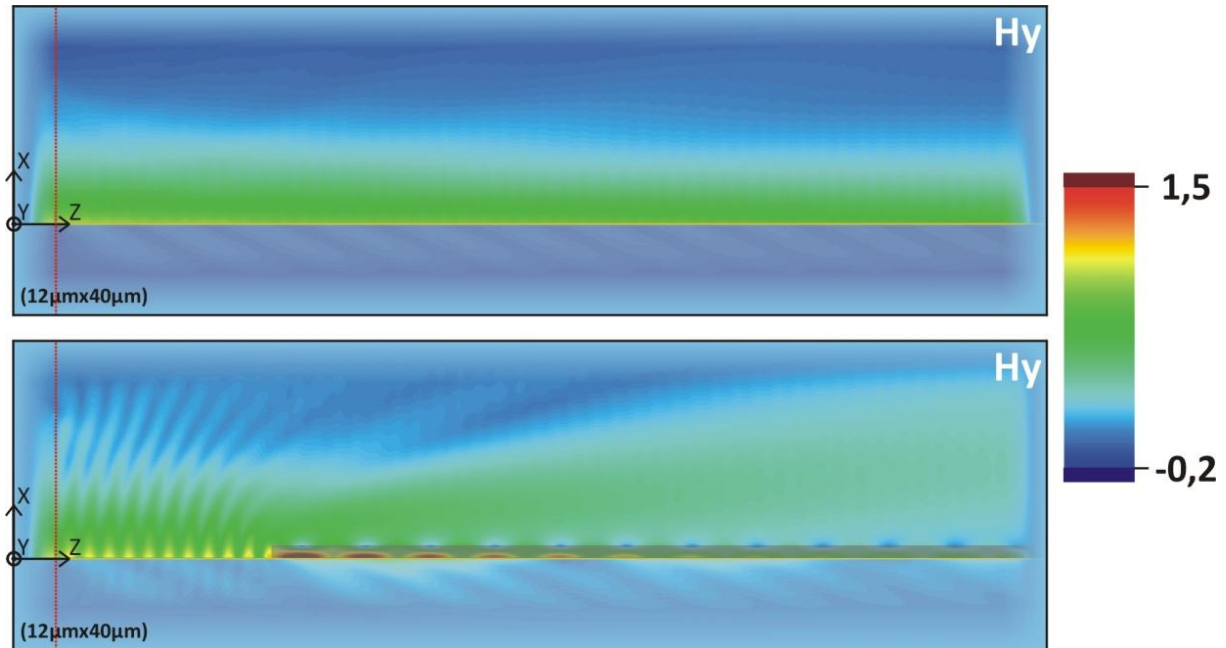


Figure 47 : Comparaison des moyennes sur la durée totale du calcul FDTD des amplitudes de la composante Hy sur des interface Silice/Au/Air avec ou sans couche de polymère.

La comparaison avec le cas de la double interface Silice/Au/Air sans couche de polymère montre que les fuites dans l'air interfèrent bien avec le mode lié se propageant dans la couche de polymère. La figure 47 permet aussi de montrer qu'une partie de la lumière arrivant sur le polymère est réfléchiée vers l'arrière et interfère avec le mode à fuites de départ se propageant vers les z croissants. Il en résulte un effet d'onde stationnaire sur la partie initiale, à l'interface Au/Air

En effectuant une superposition des amplitudes des transformées de Fourier rapide (FFT) effectuées sur l'ensemble des profils dans la direction Z de la composante de champ Hy, il est alors possible de retrouver les indices effectifs des différents modes se propageant sur le motif présenté sur la figure 44. Du fait d'une longueur de la boîte de calcul FDTD limitée par la puissance et le temps de calcul nécessaire, la largeur des pics est relativement grande ce qui se traduit par une incertitude importante sur  $n_{\text{eff}}$ . Trois pics sont visibles sur la figure 48. Le premier pic se situe autour de  $n_{\text{eff}}=1$  et correspond au mode à fuites initial se propageant à l'interface Au/Air ainsi qu'aux fuites radiatives dans l'air. Le deuxième se situe autour de  $n_{\text{eff}}=1,46$  et correspond au mode lié se propageant à l'interface Silice/Au. Enfin, le troisième se situe autour de  $n_{\text{eff}}=1,59$  et correspond bien à l'indice effectif du mode lié se propageant à l'interface Au/Polymère (voir figure 14 et §1.2.C.c).

En effectuant une FFT-2D sur la composante Hy dans le plan XZ à  $200000\Delta t$  (Figure 46), puis en filtrant les zones d'indices effectifs d'intérêt (zones (a) et (c) sur la figure 48) suivi d'une FFT-2D inverse, il est possible d'imager un seul mode à la fois dans le plan XZ (Figure 49).

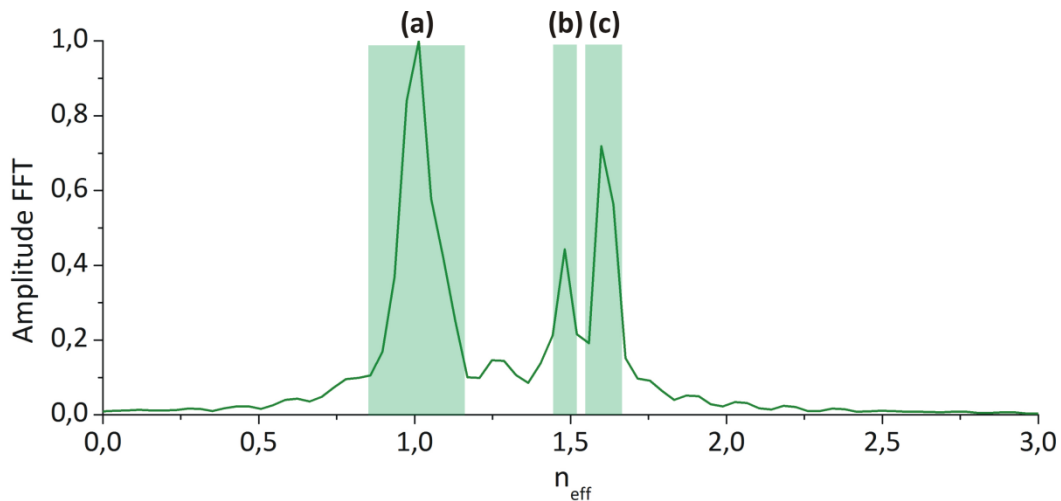


Figure 48 : FFT effectuée sur un profil selon Z de la composante de champ Hy juste au dessus de la couche d'or

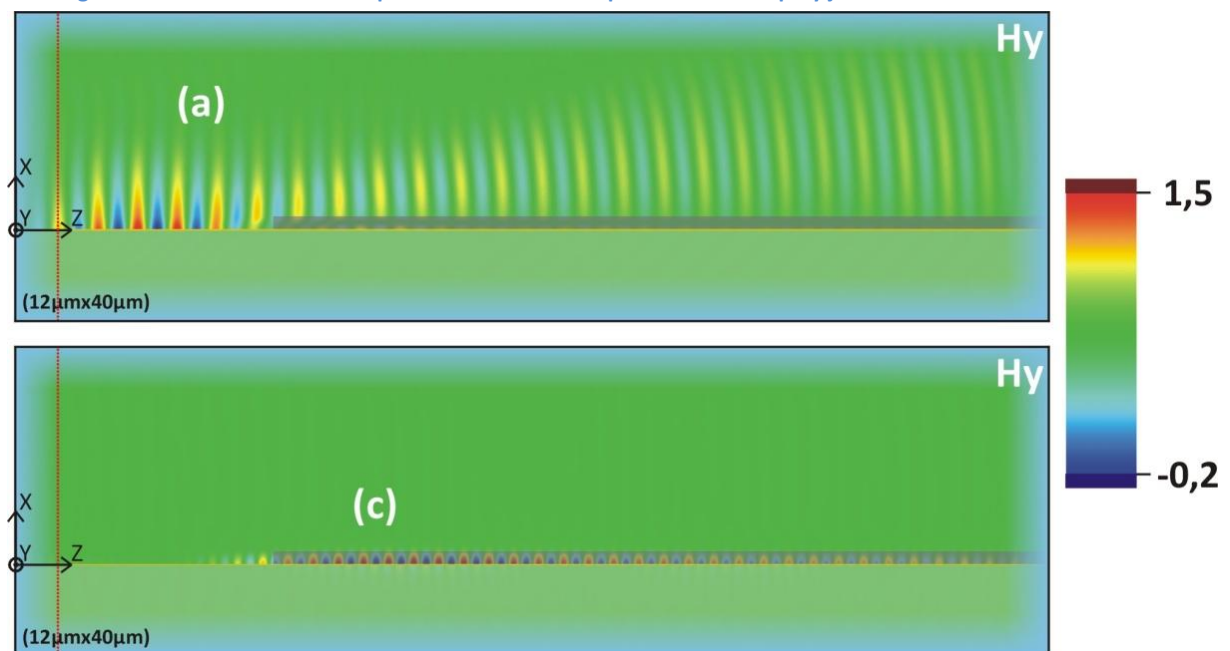


Figure 49 : Filtrage par FFT-2D des indices effectifs autour de  $n_{\text{eff}}=1$  (a) et de  $n_{\text{eff}}=1,59$  (b) sur la composante de champ Hy calculée en  $200000\Delta t$  dans le plan XZ

### b. Transition d'un guide DLSP monomode vers une interface double Silice/Au/Air

Le calcul FDTD peut ensuite être étendu en 3D pour déterminer la distribution de champs dans un guide d'onde DLSP de section transversale  $500\text{nm} \times 500\text{nm}$ . Ces dimensions du ruban polymère imposent un comportement monomode au guide DLSP (Figure 14) suivant le mode  $\text{TM}_{00}$ . Ce calcul FDTD-3D va permettre de vérifier la distribution  $\text{TM}_{00}$  obtenue par le solveur de mode (voir §II.1.E). Ce calcul est complété par une étude de l'évolution du mode en sortie du guide en ajoutant dans la boîte de calcul une zone à l'extrémité du guide ne contenant plus le ruban de polymère mais uniquement la double interface Silice/Au/Air (Figure 50). Les paramètres du calcul sont les suivants :

$$\lambda = 1,55 \mu\text{m} ; h_{\text{Au}} = 50 \text{ nm} ; h_r = w_r = 500 \text{ nm} ;$$

$$n_{\text{silice}} = 1,45 ; n_{\text{Au}} = 0,5748 + 9,664i ; n_r = 1,64 ; n_{\text{air}} = 1$$

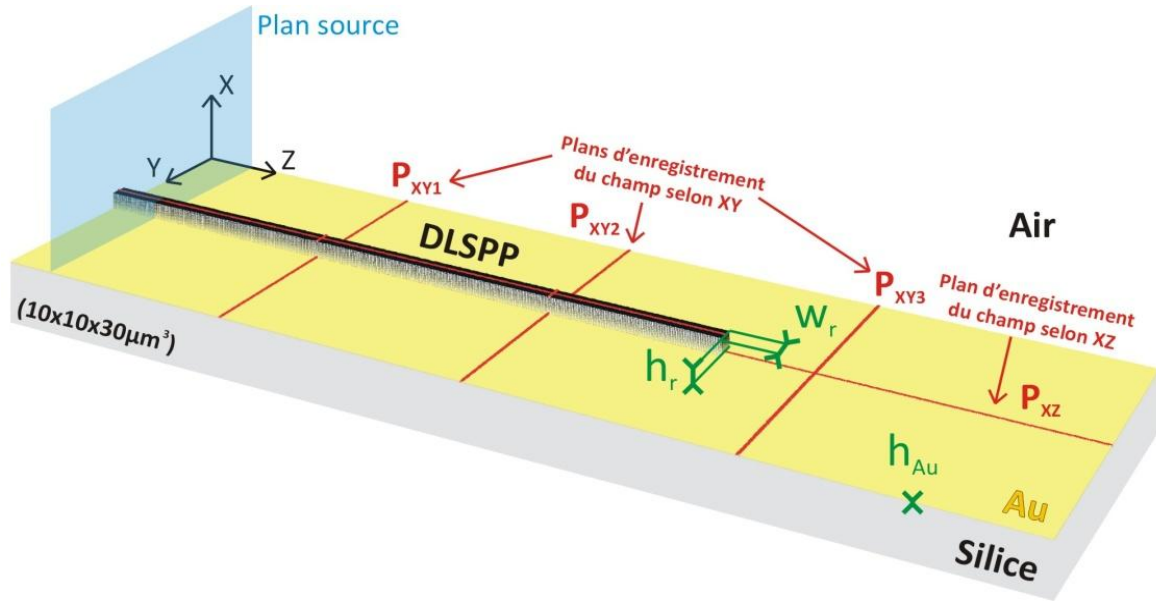


Figure 50 : Définition des zones d'indices de réfraction différents dans la boîte FDTD-3D pour un guide d'onde DLSPP de longueur finie

Le calcul est effectué dans une boîte de dimensions  $X=10\mu\text{m}$ ,  $Y=10\mu\text{m}$  et  $Z=30\mu\text{m}$  avec une PML d'environ  $1,5\mu\text{m}$  d'épaisseur. La source est calculée à partir du solveur de mode (développé dans la partie II.1) qui est directement intégré au code FDTD-3D. La composante  $H_y$  du mode  $\text{TM}_{00}$  est calculée par le solveur de mode et insérée au début de la boîte FDTD dans le plan source (Figures 50 et 51). Les autres composantes se déduisent automatiquement lors du calcul FDTD. Cette source est calculée en tenant compte du maillage adaptatif FDTD utilisé selon  $X$  et  $Y$ . Pour ce deuxième exemple, le maillage choisi est le suivant :

- dans la direction  $X$ , le maillage adaptatif est identique à celui utilisé dans le calcul précédent (§II.2.G.a) ;
- dans la direction  $Y$ , le pas dans le ruban polymère est de  $\Delta y_3=16,65\text{nm}$ , le pas de part et d'autre du ruban est de  $\Delta y_5=149,85\text{nm}$  ;
- le pas suivant  $Z$  est de  $\Delta z=75\text{nm}$ .

L'utilisation du maillage adaptatif permet de passer d'une boîte de calcul FDTD faisant  $(10\mu\text{m}/1,85\text{nm}) \times (10\mu\text{m}/16,65\text{nm}) \times (30\mu\text{m}/75\text{nm}) = 1,30 \cdot 10^9$  cellules à  $5,55 \cdot 10^6$  cellules seulement.

La composante  $H_y$  présentée sur la figure 51 correspond au mode à fuites  $\text{TM}_{00}$  d'indice effectif  $n_{\text{eff}}=1,333$  se propageant à l'interface entre l'or et le ruban en polymère (Figure 31). Comme pour l'exemple précédent, on suppose que ce mode apparaît dans le plan source (Figure 10) et donc qu'aucune fuite n'est sensée être encore présente dans le substrat. Ainsi, les fuites (en FDTD-3D comme 2D) sont automatiquement supprimées de la source. Elles apparaissent au fur et à mesure de la propagation du champ émis par la source dans la boîte FDTD.

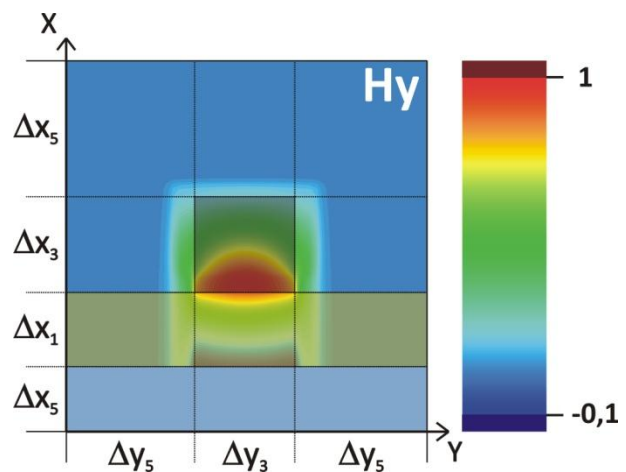


Figure 51 : Plan source calculé avec le solveur de mode

La source injectée correspondant à un mode solution de l'équation aux valeurs propres [53], s'adapte en quelques cellules  $\Delta z$  seulement. Le calcul est effectué avec un pas temporel  $\Delta t = 6,13 \cdot 10^{-18} \text{s}$  respectant la condition [80] (avec  $\Delta x = \Delta x_1 = 1,85 \text{nm}$ ,  $\Delta y = 16,65 \text{nm}$ ,  $\Delta z = 75 \text{nm}$  et  $v_\phi = c$ ) et se déroule sur  $90000 \Delta t$  soit environ  $0,55 \text{ps}$  \*.

Les composantes de champs sont sauvegardées dans certains plans de la boîte FDTD. Cinq plans d'enregistrement ont été utilisés pour ce calcul : le plan  $P_{XY1}$  en  $Z = 7,5 \mu\text{m}$ , le plan  $P_{XY2}$  en  $Z = 15 \mu\text{m}$ , le plan  $P_{XY3}$  en  $Z = 22,5 \mu\text{m}$ , le plan  $P_{XZ}$  en  $Y = 5 \mu\text{m}$  situé juste au milieu du ruban de polymère et le plan  $P_{YZ}$  qui coupe le ruban en polymère juste au dessus de la couche d'or. Sur la figure 52 sont présentées les moyennes sur l'ensemble de la durée du calcul de la composante  $H_y$  dans les plans  $P_{XY1}$ ,  $P_{XY2}$ ,  $P_{XY3}$ ,  $P_{XZ}$  et  $P_{YZ}$ .

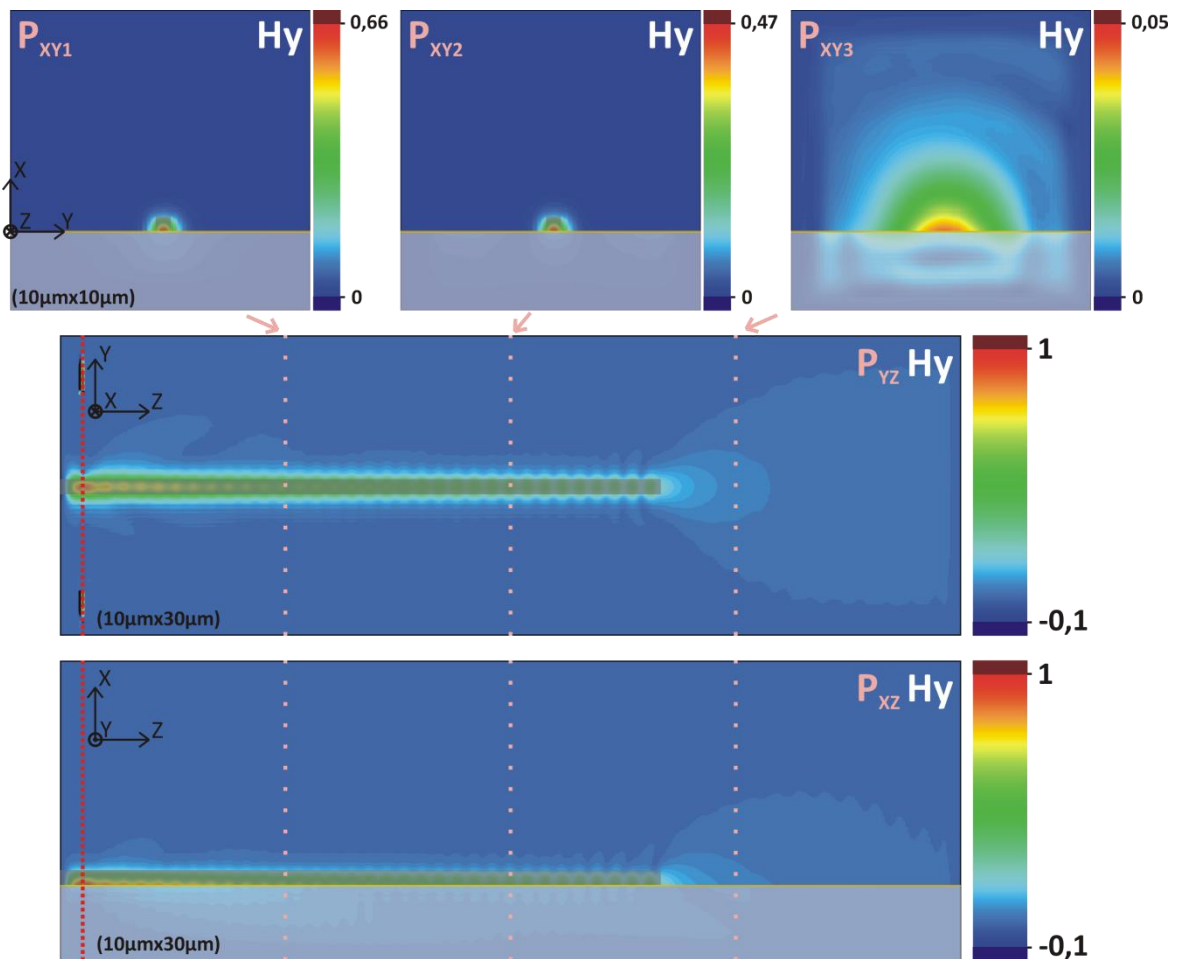


Figure 52 : Moyenne de la composante de champ  $H_y$  calculée dans les plans d'enregistrement  $P_{XY1}$ ,  $P_{XY2}$ ,  $P_{XY3}$ ,  $P_{XZ}$  et  $P_{YZ}$

Lorsque le mode  $\text{TM}_{00}$  arrive à l'extrémité du ruban en polymère, il se retrouve partiellement couplé sur l'interface  $\text{Au}/\text{Air}$  sous la forme d'un mode à fuites d'indice effectif 1,005. La différence de confinement entre ces deux modes se traduit par un élargissement du champ  $H_y$  dans les directions  $Y$  et  $X$  sur quelques  $\mu\text{m}$  seulement (Figure 52 –  $P_{XY3}$ ). Une partie du mode  $\text{TM}_{00}$  est également réfléchi sur l'extrémité du ruban et interfère alors avec le mode incident. On observe alors une structure périodique due à l'effet d'onde stationnaire à l'intérieur de ruban en polymère. La période de l'onde stationnaire observée sur la répartition moyennée est précisément égale à la moitié de la longueur d'onde effective du mode  $\text{TM}_{00}$  soit  $\lambda/2n_{\text{eff}}$ . Cet effet sera observé expérimentalement sur les images obtenues par microscopie en champ proche optique (voir §IV.3.E).

\* Avec un seul processeur i5 3,3GHz et 16Go de mémoire vive RAM, le calcul prend environ 11h.

c. Etude d'éléments passifs à base de guides DLSPP

Dans le cas de structures guidantes DLSPP, il est possible d'étudier divers éléments intégrés passifs tels que des guides d'onde coudés, des coupleurs 1 vers N ou des interféromètres à structure Mach-Zehnder à partir de calculs FDTD-2D\* et 3D. En première approximation, il est utile de commencer par effectuer un calcul FDTD en 2D dans un plan YZ coupant le ruban en polymère et en utilisant une ligne source calculée à partir du MIE (Annexe VII) présenté dans la partie I.3. Cette étape initiale est généralement très utile pour mettre au point les structures et les tester avant de passer à un calcul 3D plus précis mais prenant beaucoup plus de temps. Le MIE étant approximatif, les résultats des calculs par FDTD-2D peuvent être assez éloignés de ceux obtenus par FDTD-3D. Par exemple, prenons le cas de deux guides DLSPP parallèles, de sections transverses 500x500nm<sup>2</sup> et espacés d'une distance d=250nm (Figure 53). Les paramètres du calcul sont les suivants\*\* :

$$\lambda = 1,55 \mu m ; h_r = w_r = 500 \text{ nm} ; h_{Au} = 50 \text{ nm} ; d = 250 \text{ nm}$$

$$n_{silice} = 1,45 ; n_{Au} = 0,5748 + 9,664i ; n_r = 1,64 ; n_{air} = 1$$

$$(2D) \quad \epsilon_{r1} = n_{eff1}^2 = (1,006 + 9,398.10^{-4} i)^2 ; \epsilon_{r2} = n_{eff2}^2 = (1,592 + 8,490.10^{-3} i)^2$$

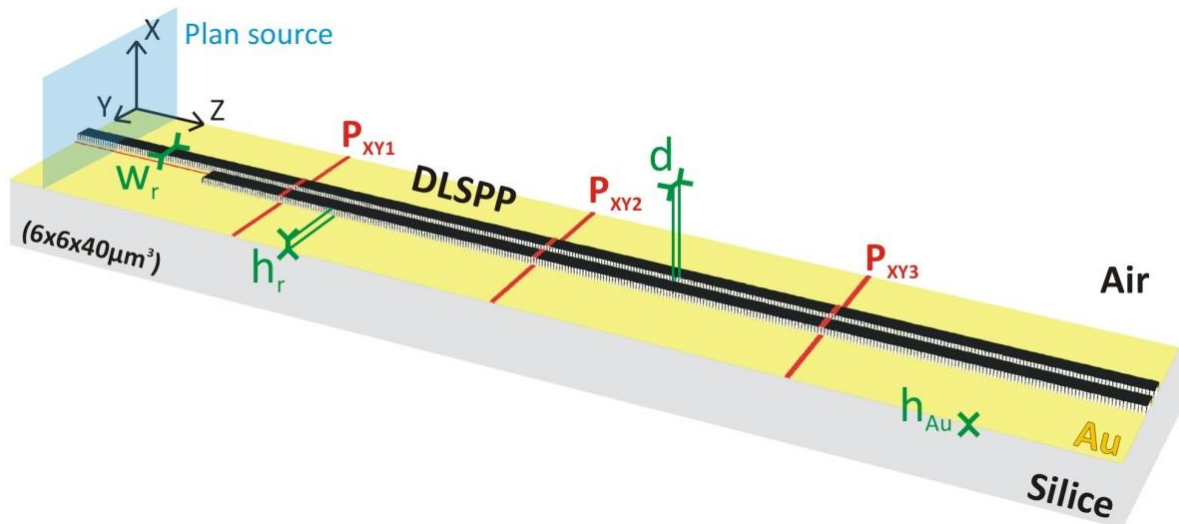
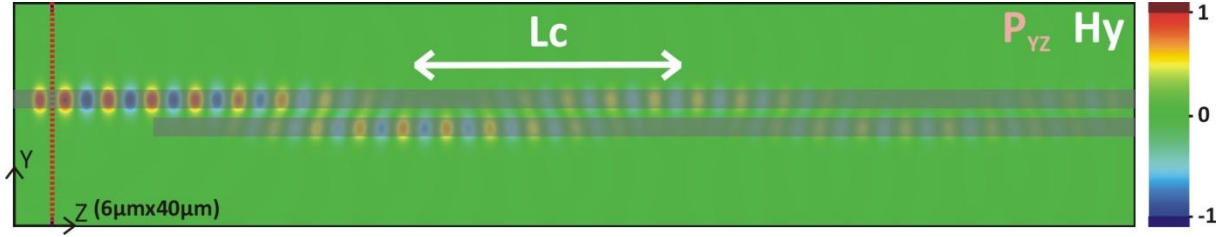
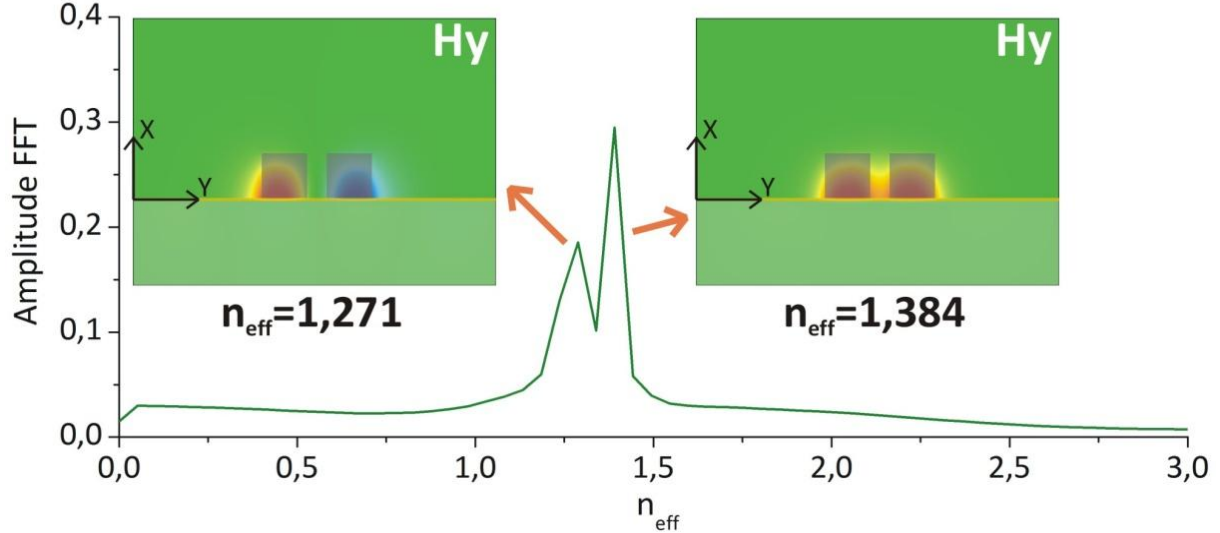


Figure 53 : Définition des zones d'indices de réfraction différents dans la boîte FDTD-3D pour deux guides d'onde DLSPP parallèles

Lorsque le mode TM<sub>00</sub>, initialement généré dans le plan source à partir du solveur de mode, arrive à l'entrée du guide double, un battement apparaît dû au couplage entre deux modes pouvant exister dans ce guide double. En effectuant une FFT sur le champ H<sub>y</sub> enregistré à la fin du calcul FDTD dans un plan P<sub>YZ</sub> situé juste au dessus de la couche d'or (Figure 54), deux pics apparaissent (Figure 55). Le premier pic, d'indice effectif n<sub>eff</sub>=1,384, correspond à un mode symétrique (insertion à droite dans la figure 55) par rapport au milieu des deux guides et le deuxième, d'indice effectif n<sub>eff</sub>=1,271 correspond à un mode antisymétrique (insertion à gauche dans la figure 55). La différence entre les indices effectifs Δn<sub>eff</sub> de ces deux modes se traduit par un phénomène de battement dans le guide double lorsqu'ils se propagent.

\* D'autres exemples de calculs FDTD-2D réalisés au cours de ces travaux de thèse sont présentés en annexe VII

\*\* Les parties imaginaires des permittivités ε<sub>r1</sub> et ε<sub>r2</sub> peuvent être incluses dans le code FDTD sous la forme du terme de conductivité σ = ε<sub>0</sub>ωIm(ε<sub>r</sub>) (voir II.2.E).


 Figure 54 : Composante de champ Hy enregistrée dans le plan  $P_{YZ}$  à la fin du calcul FDTD-3D

 Figure 55 : FFT sur la composante Hy enregistrée dans le plan  $P_{YZ}$ 

La longueur  $L_c$ , correspondant au passage du mode  $TM_{00}$  d'un guide à l'autre, peut-être calculée à partir de la composante  $H_y$  obtenue figure 54 par FDTD-3D. Elle est égale à environ  $6,65 \pm 0,25 \mu\text{m}$ . Elle peut aussi être retrouvée à partir de la formule suivante<sup>32</sup> :

$$L_c = \frac{\lambda}{2\Delta n_{\text{eff}}} = \frac{1,55}{2 \times (1,385 - 1,271)} = 6,8 \mu\text{m} \quad [98]$$

La longueur  $L_c$  dépend donc de la différence d'indice effectif  $\Delta n_{\text{eff}}$  entre le mode symétrique et le mode antisymétrique. Elle dépend donc aussi des dimensions du guide DLSP (  $h_{Au}$ ,  $h_r$ ,  $w_r$  ) ainsi que de l'écart entre les deux guides  $d$ . En connaissant  $L_c$ , il est possible d'utiliser ce phénomène de battement pour réaliser des coupleurs (voir coupleur 1→2 en annexe VII) ou des structures d'interféromètres. La différence entre les indices effectifs calculés par le MIE et le solveur de mode pour le mode  $TM_{00}$  se traduit généralement par des longueurs  $L_c$  légèrement différentes entre les calculs FDTD-2D et 3D (Figure 54 et annexe VII).

#### d. Etude de bande d'or dont la largeur est inférieure à la largeur de coupure

Le calcul FDTD-3D permet également d'étudier le cas des bandes d'or lorsque la largeur de la bande  $w_{Au}$  est inférieure à la largeur de coupure. En effet, pour  $w_{Au} < 5 \mu\text{m}$ , l'indice effectif du mode devient inférieur à 1 et celui-ci présente alors des fuites radiatives dans le substrat mais aussi dans l'air (§II.1.D). Il est possible malgré tout de continuer à étudier des bandes d'or de largeurs inférieures à la largeur de coupure ( $w_{Au} = 5, 4, 3, 2, 1 \mu\text{m}$ ) par calcul FDTD-3D. Les paramètres utilisés pour effectuer ce calcul sont les plus proches possibles de ceux des premières structures étudiées expérimentalement (§IV.2) :

$$\lambda = 1,55 \mu\text{m} ; h_{Cr} = 10 \text{ nm} ; h_{Au} = 25 \text{ nm} ; w_{Au} = w_{Cr} = 1, 2, 3, 4 \text{ et } 5 \mu\text{m}$$

$$n_{silice} = 1,45 ; n_{Au} = 0,5748 + 9,664i ; n_{air} = 1$$

L'épaisseur d'or étant très faible, la couche d'accrochage en chrome de 10nm est également prise en compte. La zone d'injection triangulaire – « taper » en anglais – permet ici d'injecter dans le plan source un mode à fuites correspondant à une bande d'or de 10 $\mu\text{m}$  de largeur (Figure 56). Cette source est calculée en tenant compte du maillage adaptatif FDTD utilisé suivant X et Y. A cause de la délocalisation importante du mode à fuites dans l'air, la boîte de calcul FDTD nécessite d'être très grande (12,5x20x25 $\mu\text{m}^3$ ) pour éviter que le champ ne pénètre dans la PML. Or, la couche métallique nécessite un maillage très fin dans les deux directions X et Y. Le choix du maillage adaptatif est donc contraint par la puissance de calcul et l'espace mémoire disponible. Le maillage choisi est le suivant :

- Dans la direction X, le pas est de  $\Delta x_5=135\text{nm}$  dans l'air et le substrat en silice et de  $\Delta x_1=\Delta x_5/81$  dans l'or et le chrome ;
- Dans la direction Y, le pas est de  $\Delta y_3=150\text{nm}$  de part et d'autres de la bande métallique et de  $\Delta y_1=\Delta y_3/9$  au niveau de la bande de métal ;
- Le pas suivant Z est de  $\Delta z=120\text{nm}$ .

L'utilisation du maillage adaptatif permet de passer d'une boîte de calcul FDTD faisant (12,5 $\mu\text{m}/1,667\text{nm}$ ) x (20 $\mu\text{m}/16,67\text{nm}$ ) x (25 $\mu\text{m}/120\text{nm}$ ) = 1,87.10<sup>9</sup> cellules à 1,7.10<sup>6</sup> cellules seulement.

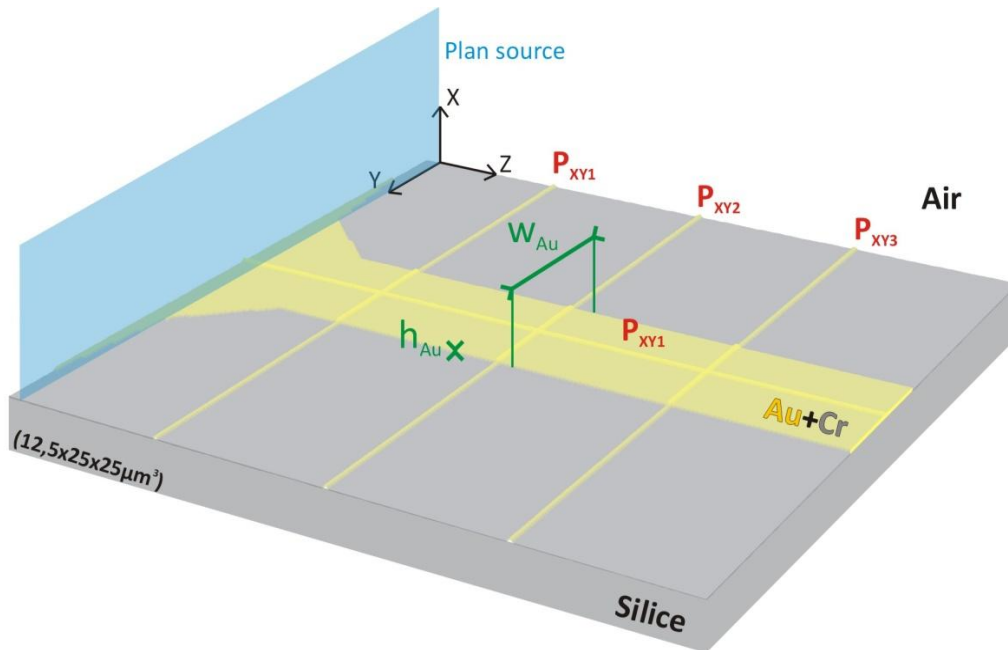


Figure 56 : Calcul FDTD-3D de la propagation d'un mode à fuites sur une bande d'or de largeur inférieure à la largeur de coupure

La composante  $H_y$  présentée sur la figure 57 correspond au mode à fuites d'indice effectif  $n_{\text{eff}}=1,004$  se propageant sur une zone d'injection métallique de largeur 10 $\mu\text{m}$  constituée par un empilement de chrome d'épaisseur 10 nm et d'or d'épaisseur 25nm. On suppose que ce mode apparaît dans le plan source de la figure 56 et donc qu'aucune fuite n'est sensée être encore présente dans le substrat au départ du

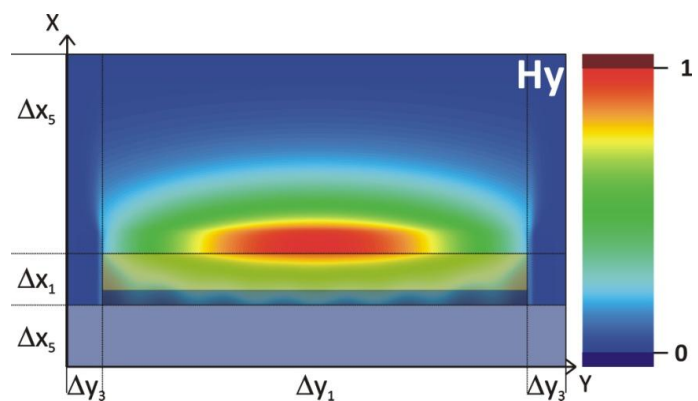


Figure 57 : Plan source calculé avec le solveur de mode

calcul.

Les calculs FDTD-3D ont été effectués pour 5 largeurs différentes de guides ( $w_{Au} = 1, 2, 3, 4$  et  $5\mu\text{m}$ ). La mesure de la composante de champ  $H_y$  dans le plan  $P_{YZ}$  juste au dessus de la couche d'or permet de déterminer la longueur de propagation  $L_{SPP}$  du mode à fuites en fonction de  $w_{Au}$  (Figure 58) en effectuant des ajustements exponentiels. La boîte étant courte ( $Z=25\mu\text{m}$ ), l'incertitude est très importante dans le cas du guide de  $5\mu\text{m}$  où  $L_{SPP}$  est de l'ordre de  $80\mu\text{m}$ . Lorsque la largeur diminue, le mode se délocalise de plus en plus dans l'air. Les fuites radiatives dans l'air et le substrat augmentent et  $L_{SPP}$  chute brutalement. Il est possible d'observer ces fuites à un instant donné sur les représentations de la composante  $H_y$  dans le plan  $P_{xy3}$  (Figure 59).

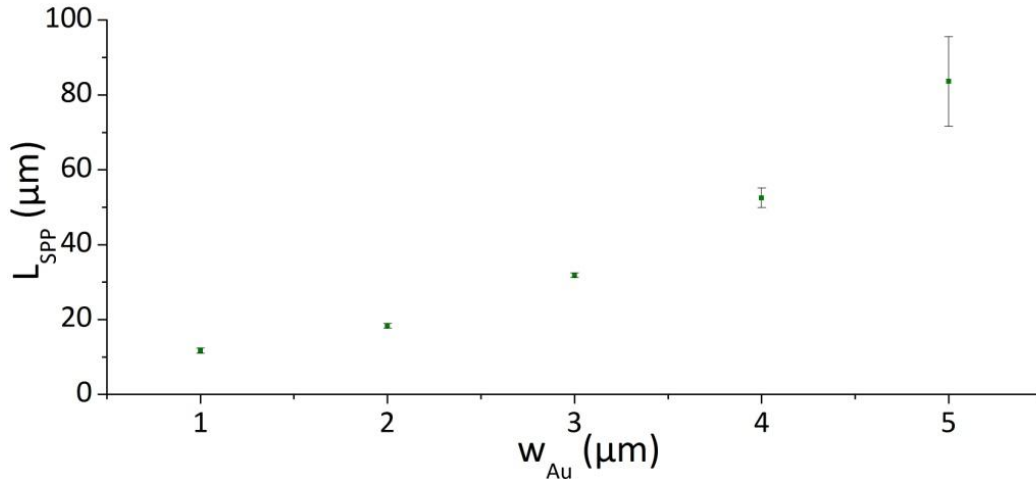


Figure 58 : Evolution de la longueur de propagation  $L_{SPP}$  en fonction de la largeur de la bande d'or  $w_{Au}$

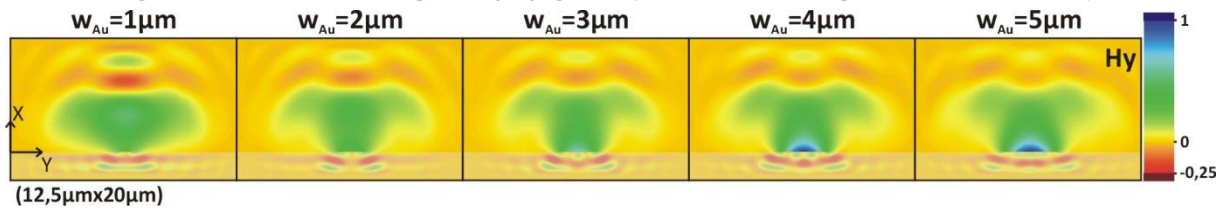


Figure 59 : Evolution de la composante  $H_y$  enregistrée dans le plan  $P_{xy3}$  à un instant  $t$  où le champ est maximal en fonction de la largeur de la bande d'or  $w_{Au}$

Ainsi, pour profiter de la longueur de propagation de plusieurs centaines de  $\mu\text{m}$  normalement atteignable à l'interface Au/Air, la largeur de la bande doit être nécessairement supérieure à  $5\mu\text{m}$  soit 3 fois plus grande que la longueur d'onde. Cette limitation exclut donc l'utilisation de tels guides dans la réalisation de structures plasmoniques hautement intégrées.





## CHAPITRE III : Montage expérimental

---

<b>1. INTRODUCTION A LA MICROSCOPIE EN CHAMP PROCHE OPTIQUE .....</b>	<b>81</b>
<b>2. METHODES D'EXCITATION DES PLASMON-POLARITONS DE SURFACE .....</b>	<b>87</b>
A. INTRODUCTION AUX TECHNIQUES D'EXCITATION DES SPP.....	87
B. COUPLAGE EN CONFIGURATION DE KRETSCHMANN-RAETHER .....	88
C. COUPLAGE PAR UN RESEAU DE DIFFRACTION .....	90
D. COUPLAGE PAR UN RESEAU DE FENTES CONCENTRIQUES.....	91
<b>3. ASSERVISSEMENT DE LA POSITION D'UNE MICRO-POINTE FIBREE.....</b>	<b>93</b>
A. ASSERVISSEMENT EN POSITION DE LA SONDE.....	93
B. FABRICATION DE LA MICRO-POINTE FIBREE .....	96
C. PHASE D'APPROCHE ET TECHNIQUE D'ASSERVISSEMENT DE LA POINTE.....	99
<b>4. INTERFEROMETRIE PAR RETRO-INJECTION LASER APPLIQUEE A LA DETECTION CHAMP PROCHE .....</b>	<b>102</b>
A. INTRODUCTION .....	102
B. CLASSIFICATION DES LASERS ET CHOIX DU LASER A FIBRE DFB ERBIUM .....	104
C. DYNAMIQUE D'UN LASER DE CLASSE B A TROIS NIVEAUX .....	105
D. DYNAMIQUE D'UN LASER DE CLASSE B A TROIS NIVEAUX SOUMIS A UNE RETRO-INJECTION OPTIQUE DECALEE EN FREQUENCE .....	107
E. DECALAGE DE LA FREQUENCE DE LA PORTEUSE OPTIQUE.....	109
a. Décalage par une paire de modulateurs acousto-optiques.....	109
b. Décalage par modulateur de phase.....	110
F. ETUDE DU BRUIT EN AMPLITUDE DU LASER A FIBRE DFB KOHERAS BASIK C15 .....	111
G. VERIFICATION EXPERIMENTALE DES PROPRIETES EN DETECTION PAR RETRO-INJECTION LASER HETERODYNE.....	114
<b>5. PRESENTATION DE L'ENSEMBLE DU MONTAGE ET DU MATERIEL UTILISE .....</b>	<b>117</b>



L'objectif de ce troisième chapitre est de présenter le montage de microscopie en champ proche optique (SNOM) qui a été développé pendant ces travaux de thèse. Ce montage est adapté à l'étude expérimentale du champ optique évanescent localisé à la surface de composants plasmoniques. La première partie de ce chapitre est consacrée à une brève introduction sur la microscopie en champ proche optique ainsi qu'à une présentation des différents éléments constituant le montage SNOM développé au CIMAP. La seconde partie expose les différentes méthodes d'excitation du plasmon-polariton de surface (SPP) qui ont été utilisées pour coupler de façon efficace la lumière sur les structures plasmoniques étudiées. La troisième partie présente la technique d'asservissement de position nécessaire pour maintenir constante la distance entre la micro-pointe et la surface de l'objet d'intérêt. Cet asservissement dynamique est nécessaire pour éviter que la micro-pointe entre en contact avec l'objet étudié pendant le balayage point par point. Cette partie contient également une présentation des différentes méthodes de fabrication de la micro-pointe fibrée utilisée comme sonde optique dans le montage SNOM. Dans la quatrième partie, la technique originale d'interférométrie par rétro-injection laser utilisée pour mesurer simultanément l'amplitude et la phase du champ EM optique collectée par la sonde est expliquée. Enfin, ce chapitre se conclut sur un récapitulatif du fonctionnement du montage et une présentation de l'ensemble du matériel utilisé.

## 1. Introduction à la microscopie en champ proche optique

La découverte du microscope optique conventionnel date du début du XVII<sup>ème</sup> siècle. Cet instrument d'optique est constitué d'un objectif et d'un oculaire. L'objectif forme une image réelle très agrandie de l'objet étudié. L'oculaire facilite ensuite l'observation de cette image en réduisant la distance minimum de mise au point de l'œil humain. Malgré son ancienneté, le microscope optique conventionnel reste un outil de caractérisation expérimentale extrêmement utilisé dans de nombreux domaines scientifiques et technologiques (biologie, chimie, physique des matériaux, microélectronique...). Les avantages de cette technique d'imagerie plein champ sont multiples : rapidité d'acquisition, multiplicité des informations disponibles, utilisation intuitive grâce à la perception visuelle directe, observation non intrusive et prix abordable. Sa fonction principale est de rendre identifiable des détails de l'objet étudié invisibles à l'œil nu. Cet instrument augmente donc le pouvoir de résolution de l'œil humain (qui est de l'ordre de  $100\mu\text{m}$  à l'œil nu). Néanmoins, la résolution maximale qui peut être obtenue avec un tel microscope optique est limitée par le phénomène de diffraction se produisant au travers de l'objectif assurant la formation de l'image. Cette limite de résolution, introduite par E. Abbe puis J. W. Rayleigh à la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle<sup>102</sup>, établit que tout objet de dimensions inférieures à approximativement la moitié de la longueur d'onde ne sera plus convenablement observable à l'aide d'un microscope optique classique. Ses contours apparaîtront alors flous et la dimension de l'image excédera le produit de la dimension de l'objet multiplié par le grandissement de l'objectif. Il est possible de définir cette limite de résolution de différentes manières. Une des méthodes les plus utilisées est le critère de Rayleigh introduit en 1896 par Lord Rayleigh<sup>102</sup>. Ce critère est basé sur le fait que l'image d'une source lumineuse parfaitement ponctuelle observée par l'intermédiaire d'un système optique classique n'est pas un point parfait mais présente une étendue finie. Pour un objectif d'ouverture circulaire, l'image d'une source ponctuelle forme une figure de diffraction appelée « tache d'Airy ». Deux objets ponctuels séparés d'une distance  $d$ , vont donc former deux taches d'Airy dans le plan image (Figure 60). Suivant le critère de Rayleigh, ces deux images ne sont distinguables qu'à partir du moment où  $d$  est

suffisamment grand pour que la position du maximum de la première tache d'Airy soit localisée au-delà de la position du premier minimum de la seconde tache d'Airy. Dans le cas limite, la séparation angulaire  $\theta_r$  entre les deux maxima, ou critère de Rayleigh, est donnée par :

$$\theta_r = \frac{1,22\lambda}{D} \quad [99]$$

$D \equiv$  *diamètre d'ouverture de l'objectif*

$\lambda \equiv$  *longueur d'onde de la lumière collectée*

Dans le cas d'un microscope conventionnel, cet angle  $\theta_r$  correspond à la séparation angulaire entre les deux images réelles formées par l'objectif du microscope. L'oculaire n'introduit pas de limitation supplémentaire. Il est alors possible d'en déduire l'écart minimum  $d$  discernable sur un objet placé à une distance  $L$  de l'objectif dans un milieu d'indice de réfraction  $n$  (par exemple de l'air pour un objectif classique ou de l'huile pour un objectif dit à immersion) :

$$\theta_r \approx n\phi = n \frac{d}{L} \Rightarrow d = \frac{\theta_r L}{n} = \frac{1,22\lambda}{nD} L \quad [100]$$

Il est aussi possible d'exprimer le critère de Rayleigh à partir de l'ouverture numérique (ON) de l'objectif. Cette grandeur, initialement introduite par E. Abbe, correspond à l'angle  $\alpha$  maximum sous lequel un rayon lumineux émis par l'objet peut être collecté par le système optique imageur. Cette ouverture numérique est donnée par l'équation :

$$ON = n \sin \alpha \approx n \frac{D}{2L} \Rightarrow L = \frac{nD}{2 ON} \Rightarrow d = \frac{1,22\lambda}{2 ON} \quad [101]$$

Le pouvoir de résolution d'un microscope conventionnel (comme de n'importe quel instrument optique imageur classique) est donc limité d'une part par l'ouverture numérique (ON) de l'objectif imageur et d'autre part par la longueur d'onde de la lumière collectée. Pour une longueur d'onde de  $\lambda=550\text{nm}$  (pic de sensibilité de l'œil humain en vision diurne), et une ouverture numérique  $ON=0,5$ , le pouvoir de résolution est alors de  $d_{\min}=671\text{nm}$ . Plus la longueur d'onde s'étendra dans l'infrarouge et plus la résolution sera dégradée. A la longueur d'onde de  $\lambda=1,55\mu\text{m}$ , le pouvoir de résolution ne sera plus que de  $1,89\mu\text{m}$ . L'utilisation d'huile à immersion ( $n\approx 1,5$ ) peut néanmoins permettre de diminuer le pouvoir de résolution à  $1,26\mu\text{m}$  seulement.

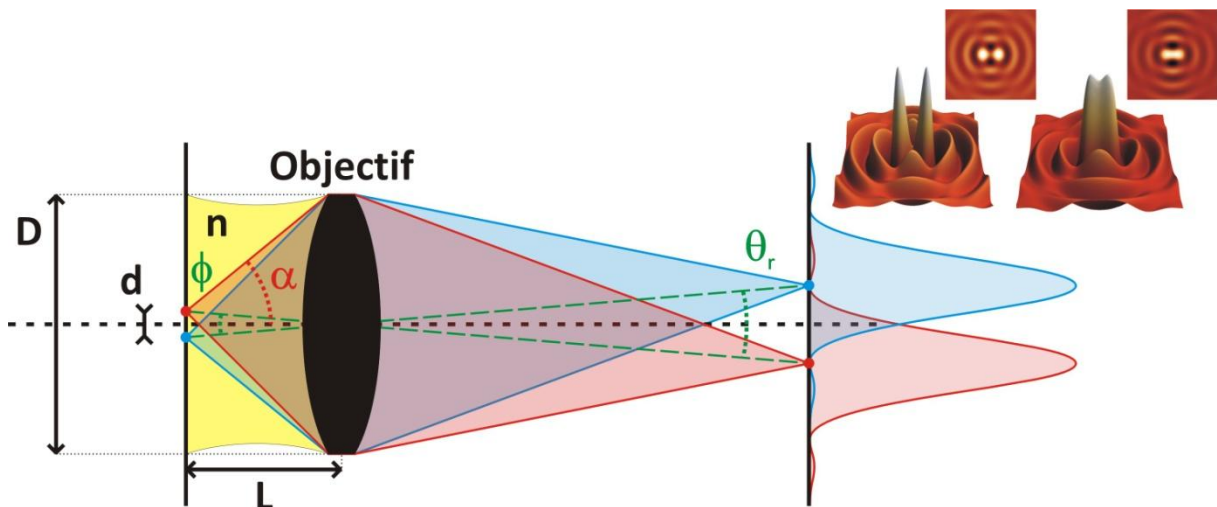


Figure 60 : Séparation angulaire de deux taches d'Airy images de deux points au travers d'un objectif ; (En insertion, le cas où les deux images sont suffisamment séparées pour être discernables et où elles se recouvrent)

En utilisant le formalisme de l'optique de Fourier, une analyse de l'interaction en transmission d'un faisceau lumineux avec un objet de dimension  $L$  montre que l'objet diffracte l'onde lumineuse incidence sur un spectre de fréquences spatiales comprises essentiellement entre  $-1/L$  et  $1/L$ . Seules les fréquences spatiales comprises entre  $-1/\lambda$  et  $+1/\lambda$  (correspondant à des composantes du vecteur d'onde comprises entre  $-2\pi/\lambda = -\omega/c$  et  $2\pi/\lambda = \omega/c$ ) se propagent dans l'air alors que le reste du spectre reste piégé à la surface de l'objet sous la forme d'ondes évanescentes. Ainsi, le champ diffracté est constitué de deux composantes :

- Une composante radiative rayonnée en champ lointain susceptible d'être détectée à grande distance de l'objet. Ce champ lointain contient les informations associées aux basses fréquences spatiales de l'objet. C'est ce champ qui est partiellement collecté par l'objectif de microscope pour former l'image dans un microscope optique traditionnel.

- Une composante non radiative qui reste localisée à la surface de l'objet et dont l'amplitude décroît exponentiellement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la surface. Ce champ évanescent constitue une partie importante du champ proche optique. Ce terme contient les informations correspondant aux hautes fréquences spatiales de l'objet, c'est-à-dire aux détails les plus fins de la structure étudiée.

La répartition entre ces deux composantes de champ diffracté dépend de la taille de l'objet. Plus l'objet est petit ( $L \sim \lambda$  ou inférieure), plus la contribution du champ évanescent devient prépondérante. L'observation à grande distance uniquement du champ lointain à l'aide d'un objectif de microscope correspond donc à un filtrage passe bas avec une suppression des hautes fréquences spatiales. La formation d'image en instrumentation classique constitue alors une perte d'informations ce qui se traduit par une limite de résolution suivant le critère de Rayleigh. L'intérêt de la microscopie en champ proche optique (SNOM) est de détecter le champ suffisamment près de l'objet pour collecter à la fois le champ évanescent et le champ radiatif dans le but d'éviter ce filtrage et donc de s'affranchir de la limite de résolution imposée par le critère de Rayleigh. Il devient ainsi possible d'accéder aux propriétés optiques de l'objet sur des dimensions  $L$  sub-longueur d'onde.

Le principe théorique du SNOM a été proposé pour la première fois dès 1928 par Synge<sup>103</sup>. Un diaphragme de très petite ouverture illuminé par le dessus, se comporte comme une source de lumière de dimension sub-longueur d'onde (Figure 61). Ce diaphragme constitue la sonde dans le système d'imagerie proposé par E. Synge. Si le diaphragme est placé dans le champ proche optique

d'un échantillon transparent, la lumière collectée en transmission de l'autre côté de l'échantillon contiendra alors des informations sur un tout petit volume localisé autour de la position de la sonde. En balayant point-par-point cette sonde à proximité de la surface d'un objet d'intérêt, il devient alors possible de reconstituer une image en champ proche des propriétés optiques de l'objet avec une résolution qui

n'est plus limitée par le critère de Rayleigh mais uniquement par les dimensions de l'ouverture et la distance entre l'ouverture et la surface. Pour des raisons de contraintes technologiques (création de l'ouverture, contrôle de la distance sonde-surface), il a fallu attendre 1972 pour que l'idée de Synge soit mise en œuvre expérimentalement par Ash et Nicholls<sup>104</sup> pour des ondes EM dans le domaine hyperfréquence (micro-onde de longueur d'onde  $\lambda=3\text{cm}$  et une résolution obtenue de  $\lambda/60=0,5\text{mm}$ ). Les premières démonstrations pour des ondes EM dans le domaine optique ont été obtenues par

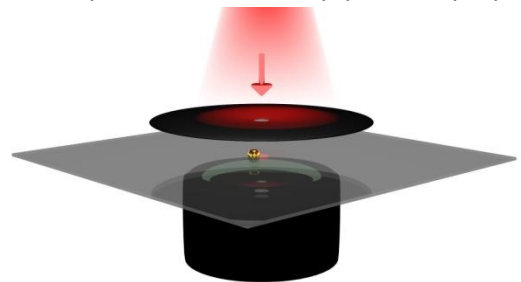


Figure 61 : SNOM selon Synge

Pohl en 1984<sup>105</sup> et par Dürig en 1986<sup>106</sup> (avec une résolution de  $\lambda/20=25\text{nm}$ ) en tirant profit de la technologie développée pour la microscopie à balayage de sonde par effet tunnel (micro-déplacements piézo-électriques, système d'asservissement de position de la microsonde, traitement des données). Malgré un développement plus lent que pour les autres microscopies à sondes locales (STM, AFM), des SNOM ont été commercialisés à partir de 1994<sup>107</sup>. Il reste néanmoins intéressant pour des études en laboratoire de développer son propre microscope à partir de composants élémentaires de manière à bénéficier d'une plus grande souplesse facilitant l'adaptation du montage en fonction du système à caractériser. C'est le cas du montage SNOM qui a été intégralement conçu et développé au laboratoire CIMAP par l'équipe LIOA<sup>108</sup>.

Un microscope SNOM se compose de deux parties distinctes :

- un système optique permettant d'une part de générer l'onde optique évanescente à la surface de l'objet étudié et d'autre part de détecter localement cette onde par une microsonde optique convertissant le champ local proche de la surface en champ progressif collecté vers le système de détection ;
- un système piézoélectrique de positionnement, d'asservissement et de balayage de la sonde permettant la construction point-par-point de l'image en champ proche optique.

La source lumineuse d'excitation généralement utilisée est une source laser dont les caractéristiques spectrales et le régime d'émission (continu ou impulsionnel) dépendent de l'échantillon et des caractéristiques physiques d'intérêt de la surface étudiée. Différents modes de fonctionnement existent pour réaliser de l'imagerie en champ proche optique. Ces différents modes se distinguent notamment par les dispositions adoptées pour la source lumineuse d'excitation et pour le système de détection ainsi que par le principe de conversion du champ proche vers le champ lointain réalisé par la sonde. Il est possible de distinguer plusieurs catégories de SNOM en fonction du mode de fonctionnement<sup>109</sup> :

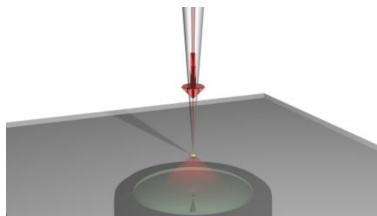
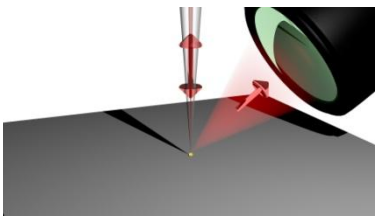
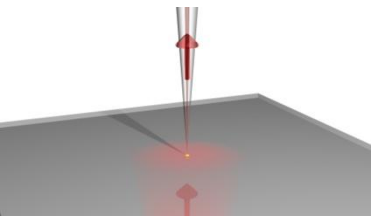
Différents régimes d'émission/collection dans les montages SNOM		
Mode illumination	Mode réflexion	Mode collection
		
La sonde illumine l'échantillon puis la lumière transmise est collectée en champ lointain par un objectif placé à l'arrière de l'objet.	La sonde illumine l'échantillon puis la lumière réfléchi par l'échantillon est collectée soit par la sonde elle-même, soit en champ lointain par un objectif placé sur le côté.	L'échantillon est illuminé en champ lointain puis la sonde collecte la lumière qui se trouve localisée à la surface de l'échantillon.

Tableau 11 : Différents modes de fonctionnement du SNOM

Le mode illumination correspond au régime de fonctionnement initialement proposé par E. Syngé. Dans ce mode, la micro-pointe optique constitue une source lumineuse quasi-ponctuelle et le champ optique transmis est collecté par un objectif pour être ensuite détecté. De manière similaire, le mode en réflexion utilise à nouveau la micro-pointe comme une source lumineuse quasi-

ponctuelle tandis que le champ optique réfléchi par l'objet est collecté soit directement par la pointe, soit par un objectif supplémentaire placé sur le côté afin d'être détecté.

En mode collection, le principe du microscope à effet Tunnel<sup>110,111</sup> (STM : Scanning Tunneling Microscopy) peut être directement transposé dans le domaine optique. Il est alors souvent désigné dans la littérature par le terme anglo-saxon de « Photon Scanning Tunneling Microscopy »<sup>112,113</sup> (PSTM) où la sonde transforme une partie du champ évanescent à la surface de l'échantillon en une onde progressive collectée puis détectée en champ lointain.

Dans ces différents modes, deux catégories de sonde peuvent être utilisées suivant le régime de fonctionnement: les sondes avec ouverture et les sondes sans ouverture.

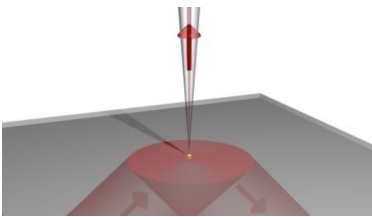
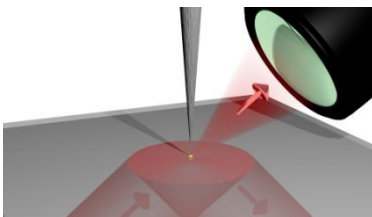
Différentes catégories de micro-sondes optiques utilisées dans les SNOM	
Sonde avec ouverture	Sonde sans ouverture
	
<p>Les sondes avec ouverture sont généralement constituées par de la fibre optique multimode ou monomode dont l'extrémité est mise en forme par attaque chimique ou par technique de fusion-étirage<sup>114</sup> afin d'obtenir une pointe dont l'extrémité constitue une ouverture sub-longueur d'onde. Cette extrémité vient frustrer le champ évanescent et le transforme localement en champ progressif guidé dans la fibre<sup>115</sup>. Ce champ peut alors être détecté en plaçant un photo-détecteur à la sortie de la fibre. Les avantages d'utiliser des sondes avec ouverture sont la simplicité du montage et l'absence d'artefact dans le signal collecté par la fibre (en particulier si la surface extérieure en dehors de l'ouverture est métallisée). Cependant, l'extrémité doit être suffisamment large pour permettre le passage d'un flux lumineux détectable ce qui limite la résolution transverse.</p>	<p>Les sondes utilisées sont en général des sondes commerciales AFM en tungstène ou en silicium qui permettent de diffuser/diffracter le champ proche présent à la surface de l'objet dans le but de le collecter en champ lointain. La résolution spatiale est d'excellente qualité grâce à l'utilisation de micro-pointes commerciales dont la fabrication est parfaitement maîtrisée. Par contre, cela nécessite d'aligner optiquement la tête AFM avec l'optique qui permet de collecter le flux diffusé par la pointe. Cela oblige également à utiliser un traitement du signal qui permet de séparer le signal en champ proche de la lumière diffusée directement en champ lointain en l'absence de pointe<sup>116</sup>.</p>

Tableau 12 : Différentes géométries de sonde optique pour le SNOM

La configuration « PSTM » est particulièrement adaptée pour la caractérisation de composants plasmoniques. En effet, elle permet de cartographier directement la répartition du champ évanescent à la surface du composant et par exemple de visualiser avec une résolution sub-longueur d'onde le (ou les) mode(s) de propagation sur des guides d'onde plasmoniques. Le montage de microscopie en champ proche optique développé au CIMAP est de type PSTM. Il est entièrement fibré (voir figure 83) ce qui favorise le choix d'une sonde avec ouverture composée d'une simple fibre



optique effilée. C'est à la fois la technique la plus facile à implémenter et la seule qui permette de conserver un montage modulable pour faciliter simultanément l'injection du SPP et la détection en champ proche.

Cette imagerie de champ proche PSTM appliquée à l'étude de guides d'onde plasmoniques permet également de localiser les pertes de propagation liées à des défauts de fabrication ou des fuites liées à la conception du composant. Pour cela, il est toutefois nécessaire que la sonde s'approche suffisamment près de la structure de manière à collecter un signal détectable. En effet, la résolution de l'imagerie en champ proche est d'autant plus élevée que la distance sonde-échantillon est faible. Mais, pour que la résolution transverse soit élevée et compatible avec la distance sonde-échantillon, il faut également que l'extrémité de la pointe soit très réduite.

Le point commun entre les différentes configurations présentées dans le tableau 11 est la très faible quantité de lumière collectée (ou diffusée) par la micro-sonde. Cela nécessite un système de détection sensible et présentant un rapport signal/bruit le plus élevé possible. La technique originale utilisée par l'équipe LIOA au laboratoire CIMAP consiste à décaler la fréquence optique du champ collecté par la sonde avant de le renvoyer dans le laser. Cette rétro-injection optique hétérodyne va perturber le fonctionnement du laser et conduire à un phénomène d'exaltation lié à la dynamique d'oscillation particulière dans la cavité laser. Cette technique interférométrique va permettre de détecter plus facilement l'amplitude et la phase du champ évanescents collectés. Dans ce schéma – dit LOFI<sup>108,117,118</sup> (Laser Optical Feedback Interferometry) – le laser joue simultanément le rôle de source de lumière cohérente, d'interféromètre mélangeur et d'amplificateur optique. Pour mettre en œuvre en pratique cette méthode LOFI sur un montage SNOM interférométrique, le fonctionnement PSTM avec une micro-sonde à ouverture à base de fibre optique effilée était à priori le plus logique et le plus adapté.

## 2. Méthodes d'excitation des Plasmon-Polaritons de Surface

### A. Introduction aux techniques d'excitation des SPP

La nature hybride optique/électronique des plasmon-polaritons de surface offre la possibilité de les exciter soit optiquement, soit électroniquement (par exemple par impact de particules chargées<sup>7</sup> ou à l'aide d'une pointe de microscopie à effet tunnel<sup>119</sup>). Nous nous intéresserons dans cette partie uniquement à une excitation optique directe des SPP sur des surfaces planes à l'interface entre un métal et un milieu diélectrique. L'une des particularités des SPP est que le vecteur d'onde associé  $k_{SPP}$  est supérieur à celui de la lumière dans le vide  $k_0$ . Pour une simple interface métal/diélectrique,  $k_{SPP}$  peut être calculé analytiquement à partir de la condition d'accord de phase donnée par l'équation [7].  $k_{SPP}$  dépend de trois paramètres : le vecteur d'onde dans le vide  $k_0$  et les permittivités du métal  $\epsilon_1$  et du milieu diélectrique  $\epsilon_2$  de part et d'autre de l'interface.

Sur une interface Au/Air à la longueur d'onde  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  (Tableau 1), la partie réelle du vecteur d'onde  $k_{SPP}$  est égale à  $1,005k_0$ . Ainsi, la condition d'accord de phase ne peut être respectée en éclairant directement la surface métallique depuis l'air avec la source lumineuse d'excitation. Plusieurs techniques optiques peuvent néanmoins être mises en œuvre de manière à coupler de la lumière avec un vecteur d'onde égal à  $k_{SPP}$  :

- Les techniques par prisme<sup>120,121</sup> : en se plaçant en configuration de réflexion totale sur la face d'un prisme qui supporte l'interface Métal/Diélectrique, il devient possible d'ajuster la projection du vecteur d'onde incident le long de l'interface pour qu'elle coïncide avec le vecteur d'onde  $k_{SPP}$ . La condition d'accord de phase est alors respectée pour un angle d'incidence particulier ;
- Les techniques par réseaux<sup>122,123</sup> : par un effet de diffraction sur la structure d'un réseau périodique possédant un pas convenablement choisi, il est également possible d'obtenir qu'un des ordres de diffraction possède un vecteur d'onde coïncidant avec  $k_{SPP}$ . Inversement, cette technique offre la possibilité de convertir le SPP en lumière radiative ce qui peut être utile dans le cadre de la réalisation de circuit photoniques<sup>124</sup> pour récupérer la lumière en la faisant émerger du circuit ;
- Les techniques par faisceaux focalisés<sup>15</sup> : la focalisation d'un spot laser sur un défaut de dimension sub-longueur d'onde peut être utilisée pour générer localement un SPP. Il peut s'agir, par exemple, de focaliser un spot laser à l'extrémité d'un nano-guide métallique<sup>125</sup> ou sur une fente de largeur sub-longueur d'onde. L'inconvénient de cette technique est que seule une très faible partie du faisceau incident est effectivement diffractée avec un vecteur d'onde  $k_{SPP}$  adapté pour être couplé ce qui limite considérablement l'efficacité du couplage ;
- Les techniques utilisant une sonde SNOM en mode illumination<sup>126</sup> : une micro-pointe optique est approchée à quelques dizaines de nanomètres de la surface métallique de manière à coupler par effet tunnel optique une partie du champ localisé à l'extrémité de la pointe sous forme de SPP. Dans le cas où on cherche à réaliser de l'imagerie en champ proche, cette technique d'injection présente l'inconvénient d'accroître l'encombrement en plaçant une seconde micro-pointe dans la zone balayée par la micro-pointe de détection utilisée pour frustrer le champ évanescent.

Une alternative aux techniques qui permettent d'ajuster le vecteur d'onde incident de façon à respecter la condition d'accord de phase consiste à éclairer directement l'extrémité de la structure plasmonique. Ces techniques dites « end-fire » sont adaptées pour certains guides d'onde plasmoniques. Par exemple, elles sont utiles lorsqu'il s'agit de faire passer de la lumière d'un guide d'onde purement diélectrique à un guide d'onde plasmonique<sup>19</sup> ou en focalisant un faisceau directement à l'entrée du guide d'onde plasmonique<sup>127,128</sup>. Cette technique est similaire au couplage

par injection dans les fibres optiques. La partie réfléchi du champ optique sur la face d'entrée de la structure permet que le champ transmis possède un vecteur d'onde adapté. Au lieu d'essayer de valider l'équation d'accord de phase, il s'agit alors d'obtenir une répartition modale la plus proche possible du mode propre de la structure guidante afin d'optimiser l'efficacité de couplage. Cet ajustement est obtenu en focalisant convenablement le faisceau incident pour adapter sa largeur à la répartition du mode propre guidé.

Pendant ces travaux de thèse, trois techniques de couplage ont pu être testées : une technique par prisme en configuration de KR (§III.2.B), une technique par réseau de diffraction (§III.2.C) et enfin une technique de couplage hybride basée sur l'utilisation d'un réseau de fentes concentriques (§III.2.D). Cette dernière technique combine à la fois une technique de couplage par réseau de diffraction, qui permet de coupler un SPP à l'interface Au/Air, avec une technique de type « end-fire » où les fentes sont courbées pour focaliser le SPP à l'entrée d'un guide d'onde DLSPP.

### B. Couplage en configuration de Kretschmann-Raether

La technique de Kretschmann-Raether<sup>120</sup> est la première technique de couplage à avoir été testée sur le montage SNOM. Cette technique est basée sur l'utilisation d'un prisme en réflexion totale atténuée ou ATR (Figure 62). Elle permet d'obtenir de façon parfaitement contrôlée un SPP sur une interface Substrat/Métal/Diélectrique. Dans l'étude des guides d'onde plasmoniques, cette configuration est adaptée pour exciter sélectivement l'ensemble des modes propres dont l'indice effectif est inférieur à l'indice de réfraction du prisme (§I.2.A.c). Pour cela, il suffit d'ajuster soigneusement l'angle d'incidence du faisceau laser polarisé TM éclairant la structure étudiée au travers du prisme qui sert de support (Figure 62). Pour chaque mode propre, il existe un angle particulier d'excitation pour assurer un couplage efficace. Dans le cas du mode à fuites se propageant sur une interface Silice/Au/Air, l'indice effectif étant très proche de l'indice de l'air, l'angle de résonance  $i_{res}$  permettant le couplage est très légèrement supérieur à l'angle de réflexion totale  $i_{tot}$ .

Le prisme est placé à la verticale au centre d'une table de rotation micrométrique qui permet de régler finement (au dixième de degré près) l'angle du faisceau incident  $i_1$  (Figure 62a et b). L'injection s'effectuant par l'arrière du prisme, la tête SNOM peut être approchée du côté de l'hypoténuse du prisme sans être gênée par le dispositif d'injection. En se plaçant à l'angle limite de réflexion totale, l'angle de résonance  $i_{res}$  peut être ajusté aisément en augmentant légèrement l'angle d'incidence  $i_1$  à l'aide d'une platine de rotation micrométrique supportant l'optique de collimation du faisceau laser. Lorsque l'angle de résonance du plasmon de surface est obtenu, la lumière incidente étant en partie couplée sous la forme d'un SPP, le faisceau réfléchi passe par un minimum d'intensité qui peut servir de signature indirecte pour faciliter le réglage. En mesurant à l'aide d'un wattmètre le flux lumineux du faisceau réfléchi (Figures 6, 7 et 62c), il est alors possible d'orienter précisément le faisceau incident à l'angle de résonance. L'autre avantage de cette configuration est que la détection avec la pointe SNOM s'effectue sur un fond sombre. Seul le champ évanescent plasmonique est présent dans l'air ce qui permet d'obtenir des images optiques avec un très bon contraste (Figure 86).

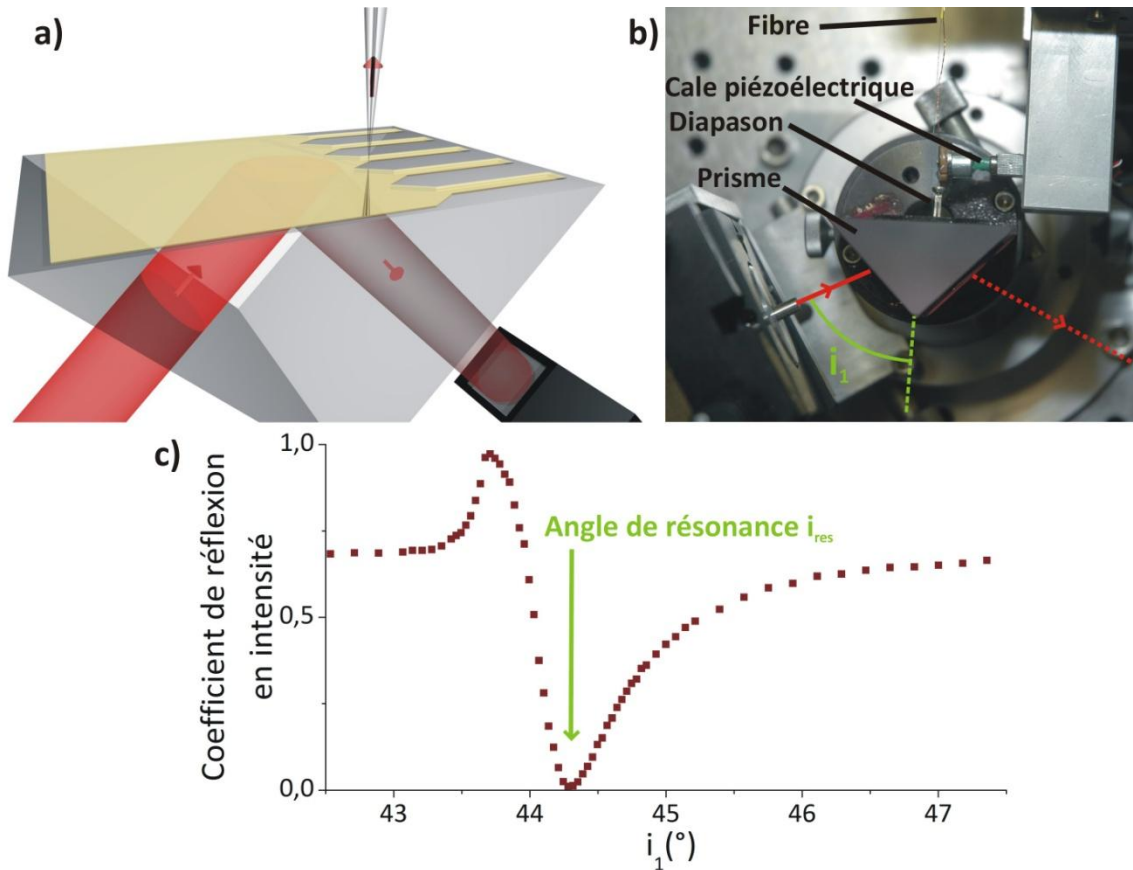


Figure 62 : a) Schéma du couplage d'un mode à fuites dans des bandes d'or en configuration de Kretschmann-Raether ; b) Photographie de la configuration de KR intégrée au montage ; c) Exemple de l'évolution du coefficient de réflexion en intensité en fonction de l'angle d'incidence  $i_1$  mesuré avec un wattmètre sur un prisme en silice recouvert d'une couche homogène d'or de 25nm

La configuration de KR présente néanmoins plusieurs contraintes. D'une part, l'angle imposé pour coupler le SPP n'est pas toujours atteignable. En particulier, dans le cas des guides d'onde DLSPP, les modes de propagation sont des modes d'indices effectifs élevés pouvant être proches voire supérieurs à l'indice de réfraction du prisme et du substrat. Il est alors difficile, voire impossible d'accéder aux angles de résonance du plasmon de surface. Ce défaut peut être cependant corrigé en utilisant des prismes et des substrats adaptés, c'est-à-dire fabriqués dans des matériaux à haut-indices de réfraction tels que du verre flint SF11 (1,7434 @1,55 $\mu\text{m}$ ) ou du MgO (1,7147 @1,55 $\mu\text{m}$ ). D'autre part, de manière intrinsèque à cette configuration, le mode plasmonique ainsi couplé présente toujours un indice effectif inférieur à l'indice de réfraction du substrat. Par conséquent, un mode de propagation de ce type présente systématiquement des fuites radiatives dans le substrat lors de la propagation du SPP. Or ces fuites dépendent de l'épaisseur de métal déposée (Figure 9b). Plus l'épaisseur de métal sera faible, plus l'injection sera efficace car faiblement atténuée lors du couplage initial par ATR mais plus les fuites radiatives seront importantes au cours de la propagation le long de la structure. Un compromis sur l'épaisseur d'or déposée est donc nécessaire pour minimiser l'absorption dans le métal lors de l'injection tout en maximisant la longueur de propagation dans le DLSPP. Il peut aussi être envisagé d'augmenter l'épaisseur de métal ou de la surélever juste après la zone d'injection de manière à réduire les fuites radiatives dans le substrat<sup>129</sup>. Ces différentes contraintes peuvent cependant être évitées en préférant l'utilisation d'un réseau de diffraction.

### C. Couplage par un réseau de diffraction

La condition d'accord de phase peut également être respectée en utilisant un réseau de diffraction. Dans le cas d'un réseau de diffraction de pas  $a$ , éclairé sous une incidence  $\theta$  depuis le milieu diélectrique d'indice de réfraction  $n$ , les vecteurs d'onde diffractés par le réseau sont donnés par<sup>102</sup> :

$$k_z \mp nk_0 \sin \theta = \pm m \frac{2\pi}{a} \text{ avec } m \in \mathbb{N} \quad [102]$$

En incidence normale ( $\theta=0$ ), il devient alors possible d'atteindre  $k_z=k_{SPP}$  pour une diffraction à l'ordre 1 ( $m=1$ ) de la lumière incidente en choisissant le pas du réseau égal à la longueur d'onde effective du SPP.

$$k_{SPP} = \frac{2\pi}{a} \Leftrightarrow a = \lambda_{eff} = \frac{\lambda}{n_{eff}} \quad [103]$$

L'utilisation d'un réseau présente de multiples avantages par rapport à la configuration de KR. D'une part, l'absence des contraintes imposées par l'utilisation d'un prisme simplifie considérablement le montage. D'autre part, il devient possible de coupler efficacement de la lumière pour exciter des modes liés dont l'indice effectif est supérieur à l'indice de réfraction du substrat et qui ne présentent par conséquent plus de fuites radiatives au cours du guidage. La contrainte principale devient alors une contrainte sur la fabrication du réseau intégré à l'entrée du guide d'onde, qui nécessite des outils de gravure très précis. Pour des raisons de réalisation pratique en salle blanche, cette méthode de couplage n'a pas été exploitée dans l'étude des guides d'onde plasmoniques. Enfin, il subsiste la contrainte sur l'ajustement de l'angle d'incidence  $\theta$  pour éventuellement recorriger des imperfections sur le dimensionnement du pas du réseau (pouvant être dues à la fabrication ou des erreurs de modélisation lors du calcul du pas).

Néanmoins, au cours de ces travaux de thèse, cette technique de couplage a pu être testée grâce à une collaboration avec Alfredo de ROSSI et Sylvain COMBRIES de THALES-TRT pour imager le champ évanescent généré à la surface de réseaux concentrateurs de lumière. En effet, ces réseaux « concentrateurs » sont développés par THALES-TRT afin d'exciter optiquement par un faisceau laser bi-fréquence fonctionnant autour de  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  des nanotubes de carbone pour la réalisation de cathodes froides<sup>130</sup>. Un réseau concentrateur plasmonique se compose de deux réseaux de pas différents imbriqués l'un dans l'autre. Le premier réseau sert à convertir la lumière incidente en un SPP se propageant à l'interface Au/Air tandis que le second réseau forme une cavité résonante pour le SPP et permet de concentrer la lumière au centre de la structure de façon à exciter optiquement les nanotubes de carbone.

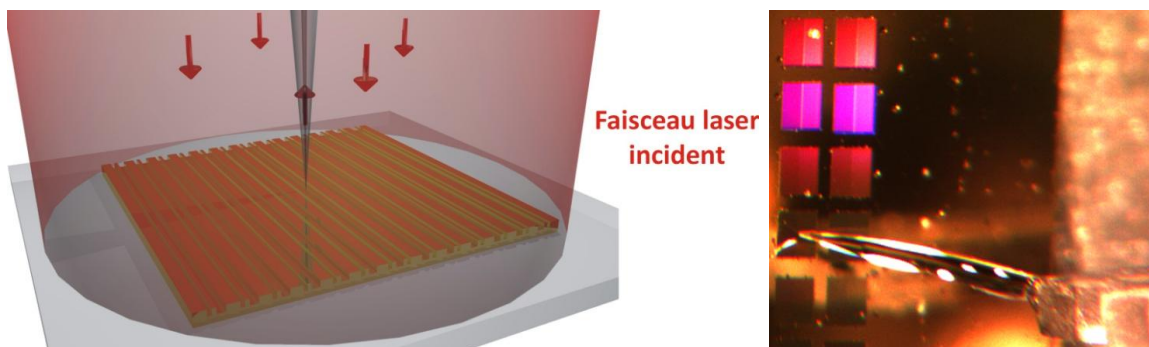


Figure 63 : Schéma du couplage sur un réseau concentrateur ; Photographie de l'approche d'une micro-pointe fibrée courbée au-dessus des réseaux concentrateurs

Dans cette configuration, le réseau est nécessairement éclairé en incidence normale par le dessus de l'échantillon (Figure 63). La pointe SNOM n'est alors plus sur un fond sombre et nécessite par conséquent d'être métallisée sous peine de collecter beaucoup de lumière simplement réfléchi sur la surface. Aussi, la tête SNOM (composée de l'ensemble diapason+pointe) a dû être adaptée de manière à pouvoir éclairer l'échantillon en incidence normale sans être gêné par l'effet d'ombre provoqué par le diapason (voir §III.3.A).

#### D. Couplage par un réseau de fentes concentriques

Une technique originale proposée en 2011 par X. Li<sup>131</sup> pour coupler efficacement de la lumière dans des guides d'onde DLSPP consiste à utiliser une série de fentes circulaires semi-concentriques centrées sur l'extrémité d'entrée du guide (Figure 64). Différents travaux<sup>132,133</sup> ont permis de montrer que des fentes semi-circulaires de dimensions sub-longueur d'onde gravées dans une couche de métal permettent de convertir efficacement de la lumière radiative en SPP et simultanément de focaliser le SPP à la manière d'une lentille optique fonctionnant en surface.

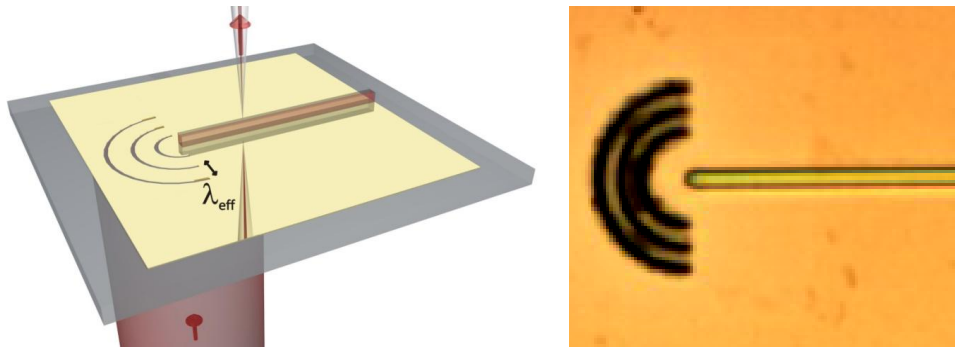


Figure 64 : Schéma du couplage dans des guides DLSPP avec un réseau concentrique constitué de trois fentes ; Image de microscopie optique d'un réseau de fentes concentriques réalisé par FIB

Ces fentes semi-circulaires peuvent être gravées par FIB dans la couche de métal et centrées précisément sur l'entrée du DLSPP. L'écart entre deux fentes successives est choisi exactement égal à la longueur d'onde effective  $\lambda_{\text{eff}}$  du SPP à l'interface Au/Air de manière à ce que les SPP générés s'additionnent constructivement d'une fente à l'autre. Cette technique de couplage combine donc l'effet de lentille convergente des fentes circulaires avec un effet de réseau de diffraction pour que la contribution de chaque fente soit cumulative à l'entrée du DLSPP.

L'injection du faisceau lumineux s'effectue depuis le substrat de manière à ce que la pointe SNOM ne collecte que le SPP généré à la surface du métal. Dans cette géométrie, l'épaisseur de métal est choisie très supérieure à la profondeur de pénétration de l'onde optique dans le métal donc supérieure à une centaine de nanomètres. De cette façon, cela permet d'éviter un effet de semi-transparence de la couche métallique lors de l'illumination arrière. Les fentes circulaires gravées étant concentriques, le SPP est focalisé vers le centre de courbure précisément à l'entrée du guide d'onde DLSPP. X. Li et al.<sup>131</sup> ont montré numériquement que la distribution de champ dans le plan d'entrée du guide d'onde est très proche du mode plasmonique se propageant dans ce guide. Même pour une seule fente concentrique, l'efficacité de couplage calculée est très élevée ( $\approx 70\%$  voir réf.131).

Cette technique présente de nombreux avantages par rapport à la technique par Kretschmann-Raether. Tout d'abord, elle permet de s'affranchir de l'utilisation d'un prisme et simplifie considérablement le montage. D'autre part, elle permet de coupler des modes liés qui présentent généralement des longueurs de propagation plus élevées que celles des modes à fuites grâce à

l'absence totale de fuites radiatives dans le substrat. Pour cela, l'épaisseur du métal est choisie supérieure à 100nm ce qui supprime les fuites vers le substrat en découplant presque complètement les deux interfaces de la couche métallique. Enfin, en ajustant légèrement l'angle d'incidence ou en modifiant la polarisation de l'onde incidente, il devient également possible de réaliser des fonctions de commutation ou de multiplexage<sup>131</sup>. Cette technique a pu être testée grâce à une collaboration avec Bernadette DOMENGES du LAMIP/PRESTO Engineering qui a réalisé par usinage FIB une série de fentes concentriques à l'entrée de guides d'onde DLSPP (voir figure 64 et annexe XII).

### 3. Asservissement de la position d'une micro-pointe fibrée

#### A. Asservissement en position de la sonde

Le contrôle de la distance entre l'extrémité de la sonde et la surface de l'échantillon est un élément essentiel de la microscopie en champ proche. Ce contrôle est indispensable pour l'ensemble des techniques de microscopie à balayage de sonde (STM, AFM ou SNOM). De très nombreux modes de fonctionnement<sup>134</sup> ont été développés pour assurer ce contrôle : mode statique ou dynamique, sans contact ou avec contact avec la surface de l'échantillon... Le mode sans contact est souvent privilégié dans les microscopes SNOM car il permet de réaliser un balayage point par point en maintenant une distance minimum de sécurité entre l'extrémité de la sonde et la surface de l'objet étudié. Cette absence de contact pendant le balayage permet d'éviter une dégradation de l'apex de la sonde qui pourrait limiter la résolution spatiale transverse du microscope et prévient également une destruction mécanique des structures étudiées. En plus de sécuriser la sonde et la surface de l'objet étudié, l'asservissement de position permet d'effectuer simultanément aux mesures sur le champ optique un relevé topographique du relief de la surface qui peut être ensuite corrélé à l'image optique SNOM. Ce double enregistrement - topographique et optique - facilite l'exploitation et l'interprétation des mesures obtenues comme nous le verrons dans la suite.

Dans le cas spécifique d'un microscope en champ proche optique (SNOM), le contrôle de la distance sonde-échantillon peut-être réalisé par plusieurs techniques :

- en asservissant la position de la sonde de manière à ce que le signal optique collecté reste constant<sup>135</sup> ;
- en utilisant une mesure du courant électrique passant par effet tunnel entre l'échantillon et la pointe comme avec un STM<sup>106</sup>. Cette technique ne peut être appliquée que lorsque l'échantillon est conducteur (ce qui peut être le cas pour des SPP sur une interface Au/Air) et que la pointe optique utilisée est métallisée. Elle nécessite toutefois d'appliquer une différence de potentiel entre l'objet conducteur et la pointe;
- en tirant profit des forces d'interactions mécaniques entre la pointe et la surface lorsque la sonde se situe à quelques dizaines de nanomètres de l'échantillon.

Cette dernière technique, initialement proposée par E. Betzig<sup>136</sup> et R. Toledo-Crow<sup>137</sup> en 1992, est directement inspirée de l'approche dynamique souvent utilisée dans les microscopes à force atomique (AFM). Elle consiste à appliquer un mouvement de vibration mécanique sur la sonde, par exemple à l'aide d'une excitation extérieure fournie par un élément piézoélectrique. La fréquence de vibration est ajustée autour de l'une des fréquences propres de résonance du système mécanique qui supporte la sonde. Le mouvement de vibration peut s'effectuer parallèlement ou perpendiculaire à la surface de l'objet étudié. Lorsque la pointe se situe à proximité immédiate de la surface, typiquement quelques dizaines de nanomètres, des interactions de surface amortissent l'amplitude de la vibration et décalent la fréquence propre de résonance. Il suffit alors de détecter ces modifications sur la résonance mécanique pour obtenir un signal d'asservissement de la position de la sonde. Durant les premiers développements SNOM, E. Betzig<sup>136</sup> et R. Toledo-Crow<sup>137</sup> ont utilisé des méthodes optiques afin de mesurer les perturbations sur la vibration mécanique de la pointe, de façon semblable à l'approche souvent utilisée dans les microscopes AFM. L'inconvénient d'une technique optique pour la mesure de vibration de la pointe est l'ajout d'une instrumentation optique supplémentaire en plus de celle déjà nécessaire pour collecter puis détecter le signal optique du SNOM ce qui complique l'encombrement et l'alignement de la tête de mesure.



Une des techniques d'asservissement de position les plus répandues actuellement en microscopie en champ proche optique est une technique dynamique basée sur la détection des forces de cisaillement (« shear force ») s'exerçant sur la sonde lorsqu'un mouvement de vibration parallèle à la surface de l'objet est imposé par une excitation extérieure. Pour faciliter cette détection, K. Karrai et R. D. Grober<sup>138</sup> ont proposé d'utiliser le signal piézoélectrique fourni par un diapason en quartz cristallin. Ce type de diapason est habituellement utilisé en électronique pour cadencer le mouvement mécanique dans les montres à quartz. La forme en U de ce diapason entraîne un mouvement d'oscillation harmonique en opposition de phase des deux branches sous l'effet d'une excitation mécanique ou électrique extérieure (Figure 65). La fréquence propre de résonance pour un diapason encapsulé sous vide dans son boîtier métallique d'origine est ajustée autour de 32768Hz (soit  $2^{15}$  Hz) avec un facteur de qualité très élevé ( $Q \approx 10000$  à  $100000$  à  $25^\circ\text{C}$ )<sup>139</sup>. Les deux faces latérales du diapason en U sont recouvertes par deux électrodes métalliques qui permettent de récupérer un signal piézoélectrique directement proportionnel au mouvement de vibration en flexion des branches du diapason. Lorsque la micro-pointe qui sert de sonde dans le SNOM est collée sur l'une des branches du diapason décapsulé, l'amplitude et la phase du signal piézoélectrique fourni par le diapason permettent de détecter précisément l'amortissement de vibration, lors de l'interaction de la sonde avec la surface de l'échantillon. Même si la nature exacte de l'interaction en jeu entre l'extrémité de la sonde et la surface reste sujette à controverse<sup>140</sup> (forces de friction, chocs occasionnels avec la surface, torsion de la sonde, interaction avec un troisième corps localisé entre la pointe et la surface – par ex. une fine couche d'eau –, couplage capacitif entre la pointe et la surface), le signal électrique obtenu sert alors de signal d'asservissement pour maintenir constante la distance entre la pointe et la surface. Dans le cas d'une excitation mécanique du diapason, les signaux piézoélectriques sont généralement très faibles (qq  $\mu\text{V}$ ) et nécessitent un conditionnement analogique à l'aide d'un amplificateur d'instrumentation à faible bruit pour obtenir un signal de plusieurs dizaines de mV. Par exemple, le montage électronique que nous avons utilisé dans ces travaux de thèse était basé sur un amplificateur INA111 de Burr-Brown mis en œuvre suivant le montage représenté sur la figure 65 (voir annexe VIII). Ce signal électrique est ensuite exploitable à l'aide d'une détection synchrone référencée sur le signal d'excitation afin d'avoir accès simultanément à l'amplitude et à la phase du signal fourni par le diapason. Cette détection synchrone sera désignée comme DS dite « Shear-force » dans la suite du manuscrit. En plus de sa simplicité de mise en œuvre et du très faible coût d'un diapason en quartz, cette technique présente l'avantage de pouvoir être utilisée dans des environnements expérimentaux contraignants (par exemple lorsque l'ensemble est placé sous vide).

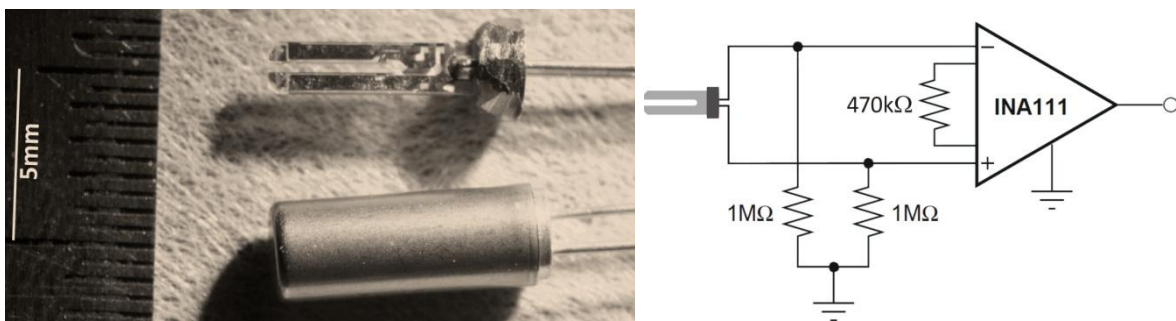


Figure 65 : Photographie d'un diapason encapsulé et d'un diapason décapsulé ; Schéma de montage de conditionnement de signal utilisant un amplificateur d'instrumentation INA 111 de Burr-Brown.

Pour mettre en œuvre en pratique la méthode d'asservissement de position dite « Shear-force », le boîtier métallique de conditionnement autour du diapason est retiré à l'aide d'une micro

meuleuse en conservant son embase. Lorsque le boîtier de protection est retiré, le diapason conserve une fréquence de résonance très proche de la valeur initiale (32768Hz) mais cette résonance présente un facteur de qualité  $Q$  réduit<sup>138</sup> ( $Q \approx 1000-8000$  à 25°C) en raison du frottement visqueux de l'air environnant. Le diapason est ensuite soudé sur un support aimanté qui sert de système de fixation sur la tête SNOM. Deux contacts électriques situés sur le support et soudés aux deux électrodes du diapason permettent de récupérer le signal piézoélectrique.

Sous une binoculaire de visualisation et avec l'aide d'un système de micro-manipulation, la micro-pointe optique est ensuite collée sur l'une des branches du diapason en quartz avec un point de colle cyanoacrylate (ou Super Glu). Le collage de la sonde le long d'un des bras du diapason se traduit par un changement important de la fréquence de résonance variant entre 32 et 34kHz, ainsi que par un élargissement du pic de résonance dus aux changements de masse et de rigidité produits par le collage. La série de courbes illustrées sur la Figure 66 correspond à des enregistrements effectués sur notre montage expérimental au cours de la préparation d'une nouvelle pointe. Pour que l'interaction entre la pointe et la surface soit facilement détectable, le facteur de qualité  $Q$  doit rester le plus élevé possible\*. Afin d'éviter un élargissement trop important de la résonance et conserver ainsi un facteur de qualité suffisamment élevé, plusieurs recommandations pratiques doivent être respectées :

- i. bien nettoyer le diapason à l'acétone avant le collage ;
- ii. minimiser la quantité de colle utilisée pour fixer la sonde. Une colle cyanoacrylate la plus fluide possible permet de minimiser la quantité déposée;
- iii. éviter que la sonde ne dépasse l'extrémité du diapason de plus d'un millimètre afin que l'amortissement dû aux forces de cisaillement soit correctement transmis au diapason ;
- iv. laisser sécher la colle au moins 2 à 3 heures avant d'utiliser la nouvelle sonde. La résonance évoluant au fur et à mesure du séchage, il est conseillé de vérifier l'évolution de la courbe de résonance afin d'être sûr que celle-ci s'est totalement stabilisée.

La sensibilité de l'asservissement dépend de plusieurs paramètres : la forme et la rigidité de la pointe, les dimensions de l'apex, la nature de la surface de l'échantillon ainsi que la finesse de la résonance. Cette dernière peut être estimée en enregistrant à l'aide de la détection synchrone « Shear-force » [Stanford Research Systems SR810] l'évolution de l'amplitude  $R$  et du déphasage  $\theta$  entre le signal fourni par le diapason et le signal d'excitation sur une plage de fréquence située autour de la résonance. La courbe de résonance expérimentale est ensuite tracée en représentant l'évolution de  $R$  ou de  $A=R\cos\theta$  en fonction de la fréquence d'excitation (Figure 66). On constate alors que le signal  $A$  présente une résonance plus marquée que  $R$  et donc que la grandeur  $A=R\cos\theta$  sera plus sensible à l'interaction de la sonde avec une surface. Les courbes de résonance présentées sur la figure 66 ont été obtenues pour un diapason en quartz qui a subi plusieurs étapes de collage-décollage successives. En l'absence de sonde, le facteur de qualité du diapason décapsulé et fixé sur son support vaut  $Q \approx 4146$  pour  $R$  et  $Q \approx 6960$  pour  $A$ . Le collage de la sonde entraîne une diminution importante du facteur de qualité dans une gamme de valeurs généralement comprises entre 300 et 1500 ( $Q \approx 806$  pour  $R$  et  $Q \approx 1150$  pour  $A$  sur la figure 66). Malgré cette diminution significative, le facteur de qualité  $Q$  décrivant la dynamique de vibration de la pointe reste bien supérieur aux autres configurations n'utilisant pas de diapason ( $Q \approx 160$  dans la réf. 136,  $Q \approx 76$  dans la réf. 137).

\* Un facteur de qualité trop élevé peut néanmoins conduire à une dégradation du temps de réponse de l'asservissement. Dans ce cas, il peut être avantageux d'avoir recours à un asservissement de type PLL (voir conclusion).

En pratique, sur le montage SNOM développé au CIMAP, l'asservissement s'effectue aisément pour des facteurs de qualité  $Q$  après assemblage supérieurs à 300.

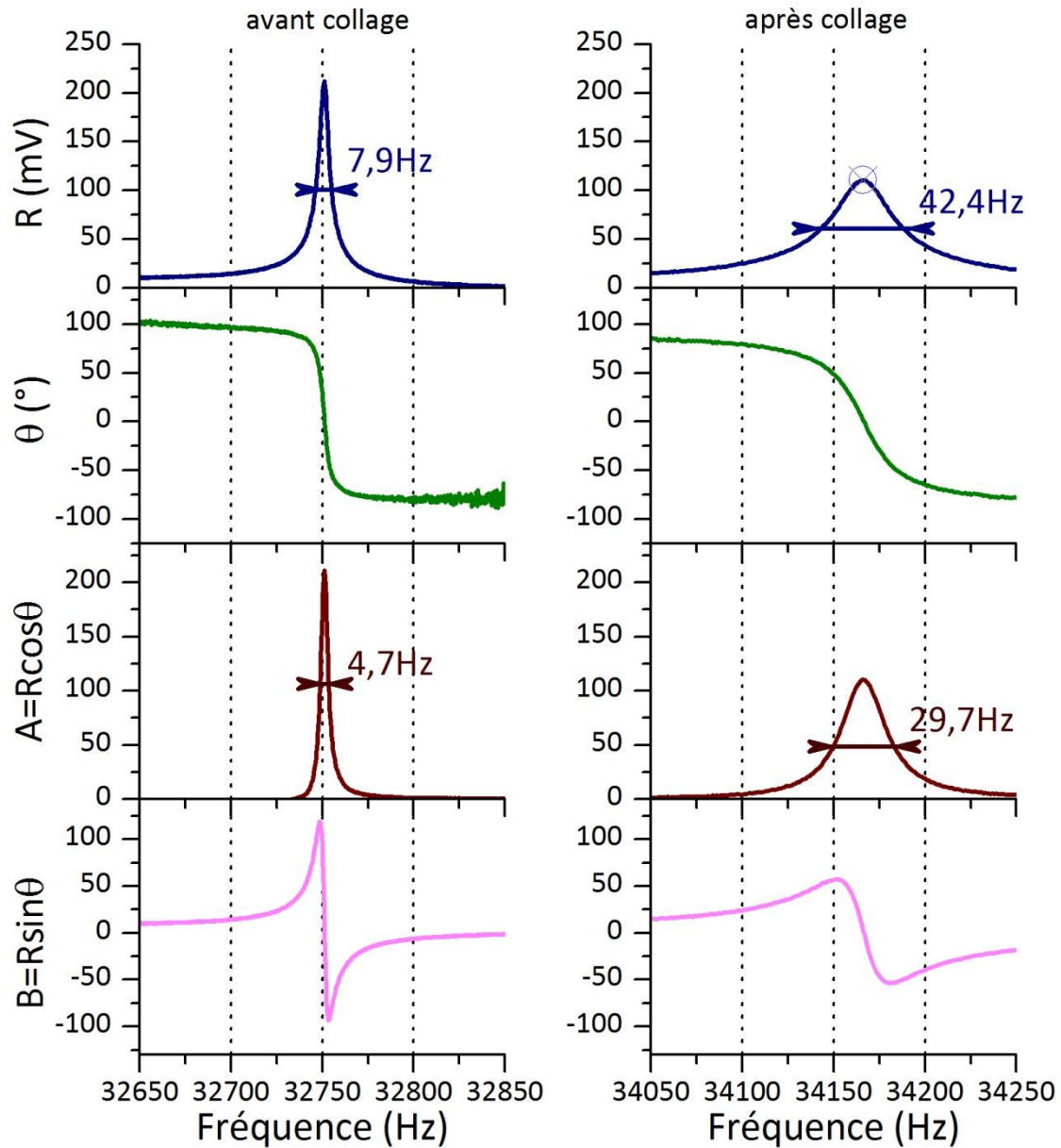


Figure 66 : Evolution de l'amplitude de vibration  $R$ , de la phase  $\theta$  et des grandeurs  $A=R\cos\theta$  et  $B=R\sin\theta$  du diapason à vide (colonne de gauche) puis avec une pointe collée le long d'un des bras (colonne de droite) en fonction de la fréquence d'excitation

L'utilisation des forces de cisaillement pour asservir la sonde est particulièrement adaptée pour des sondes effilées telles que des fibres optiques (étirées ou obtenues par attaque chimique – voir §III.3.B) ou des pointes AFM. En particulier, dans le cas des fibres optiques, le contrôle de la forme de la pointe ainsi que des dimensions de l'apex sont des points très importants à considérer de manière à ce que l'asservissement fonctionne et permette d'obtenir une résolution de bonne qualité. Ces contraintes nécessitent donc une bonne maîtrise de la fabrication des micro-pointes optiques.

### B. Fabrication de la micro-pointe fibrée

Les étapes de fabrication et de collage de la micro-pointe sont critiques. En effet, si la résolution ultime de l'image en microscopie de champ proche optique dépend principalement de la distance

d'asservissement entre la sonde et la surface (plus la distance d'asservissement est réduite, plus la résolution est élevée<sup>106</sup>), d'autres facteurs expérimentaux peuvent réduire considérablement cette résolution limite. La taille de la micro pointe peut par exemple considérablement affecter en pratique le résultat obtenu. Les dimensions de l'extrémité de la sonde – appelé l'apex - doivent par conséquent être maîtrisées avec soin. Plus l'apex sera fin et plus le volume d'interaction sera réduit, permettant de voir des détails fins dans l'image du champ proche optique obtenu par le SNOM. Néanmoins, l'apex doit être suffisamment large pour deux raisons. D'une part pour pouvoir collecter suffisamment de lumière dans le cœur de la fibre afin d'assurer la détection et d'autre part pour que l'interaction entre l'apex et la surface devienne suffisante pour être transmise efficacement au diapason et permettre de réaliser en pratique l'asservissement.

La fabrication de la micro-pointe est obtenue par fusion puis étirage d'une fibre optique à l'aide d'une soudeuse à fibre. Dans les expériences de détection en champ proche par rétro-injection, la fibre optique utilisée (SMF28) est une fibre optique monomode transverse à  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  possédant un diamètre de cœur de  $9\mu\text{m}$  et un diamètre de gaine de  $125\mu\text{m}$ . La soudeuse à fibre utilisée est une soudeuse ERICSSON FSU 995 FA. Cette soudeuse est généralement utilisée pour réaliser des épissures entre deux extrémités de fibres. Toutefois, la soudeuse ERICSSON FSU 995 FA<sup>141</sup> permet également la réalisation de micro-pointes fibrées à l'aide de programmes automatisés spécialisés. Dans un premier temps, la gaine de protection en polymère enrobant la fibre optique de départ est retirée. La zone dénudée est ensuite placée entre les deux électrodes de la soudeuse. La fibre optique est maintenue tendue à l'aide de deux mors en V situés de part et d'autre des électrodes. Une décharge électrique HT appliquée entre les deux électrodes permet de réaliser une fusion partielle de la fibre optique. Pendant l'opération de fusion, la fibre est étirée à l'aide de tables piézoélectriques commandant le mouvement de traction des mors de fixation. Sous l'action combinée de la traction mécanique et de la viscosité de la silice fondue, la fibre optique se rétrécit progressivement (Figure 67b) puis elle finit par se diviser en deux micro-pointes identiques (Figure 67c). Le processus se décompose en trois étapes successives pour lesquelles il est possible de régler indépendamment les paramètres d'intensité du courant de décharge et de temps de fusion. Ces paramètres permettent de fixer la forme finale de la pointe obtenue. Une intensité faible et un temps long aboutiront à une pointe très allongée alors qu'une intensité forte et un temps court donneront une pointe plus courte et plus adaptée pour réaliser un asservissement efficace. En effet, si la pointe est trop étirée, elle a tendance à présenter une trop grande souplesse et se plie lorsqu'elle entre en contact avec la surface. Si la décharge est légèrement trop longue, les deux pointes se séparent et forment aussitôt deux microlentilles inutilisables (Figure 67d). Il est donc nécessaire de s'arrêter précisément juste avant d'atteindre cet état. Les paramètres utilisés actuellement ont donc été optimisés et correspondent à ceux reportés dans le tableau 13. Ils permettent de réaliser des micro-pointes fibrées présentant un apex avec un rayon de courbure de l'ordre du  $\mu\text{m}$  (Figure 68). La technique de fusion-étirage conservant le rapport des dimensions cœur/gaine  $\approx 0,07$ , le diamètre du cœur de la fibre au niveau de l'apex est généralement compris entre 50 et 100nm. Ainsi, malgré une résolution spatiale transverse de l'ordre du micromètre, la résolution optique sera généralement bien meilleure (voir figure 86).

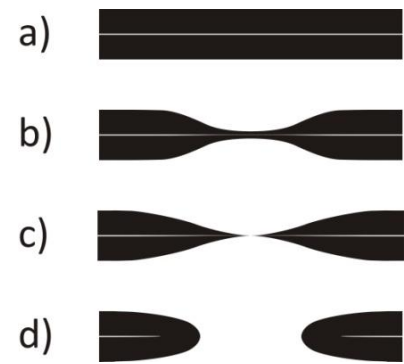


Figure 67 : Evolution d'une fibre optique soumise à un processus de fusion-étirage

Etapes	1	2	3
Temps de fusion (s)	12	7	10
Intensité du courant de décharge (mA)	15	10	4

Tableau 13 : Paramètres de réglage de la soudeuse

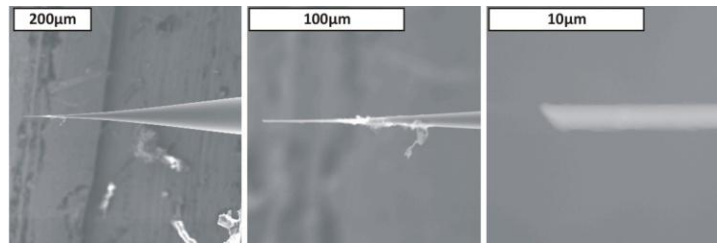


Figure 68 : Images MEB d'une pointe fibrée

Avec une sonde fibrée, il est possible de se placer dans deux configurations dynamiques différentes. La première est une configuration dite « shear-force » où la sonde vibre parallèlement à la surface. Les forces en jeu qui amortissent le mouvement de la sonde sont des forces de cisaillement<sup>136,137</sup>. La fibre étirée est alors collée le long d'une des branches du diapason (Figure 69a,b). Il existe toutefois une deuxième configuration dynamique où la sonde vibre perpendiculairement par rapport à la surface. Une étape supplémentaire est alors nécessaire pour adapter la pointe à ce régime de fonctionnement. Elle consiste à réaliser un coude à l'extrémité de la fibre. La courbure est obtenue en chauffant la fibre avec la soudeuse environ 1mm en amont de l'extrémité de la sonde (Figure 69d). La fibre ramollit et se courbe sous l'effet de son propre poids. L'un des avantages de cette configuration est de libérer l'espace situé au dessus de l'échantillon et de permettre ainsi l'injection directe de lumière en incidence normale (Figure 69c) lors d'un couplage par réseau (§III.2.C). Une fois fabriquée, la fibre est fixée le long du diapason en quartz avec deux points de colle (Figure 69). Le premier point de colle est déposé sur l'extrémité d'une des branches en U du diapason et joue un rôle majeur sur le facteur de qualité Q obtenu (voir protocole de collage §III.3.A). L'autre point de colle est placé sur l'embase pour rigidifier la fixation de la sonde optique sur la tête SNOM et ne nécessite pas de précautions particulières. L'utilisation de ces deux configurations n'a pas montré de différences de comportement flagrantes<sup>142</sup>.

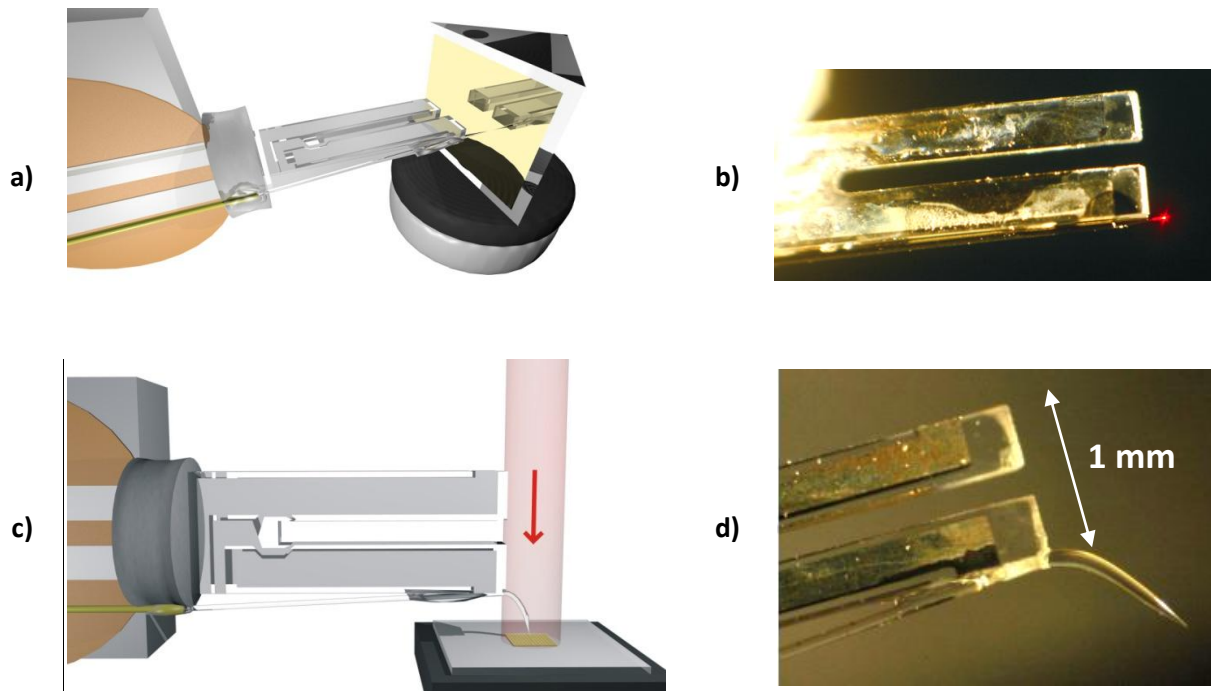


Figure 69 : a) Représentation 3D de la tête SNOM avec une fibre étirée droite en configuration de KR - b) Photographie d'une pointe droite collée sur un diapason c) Représentation 3D de la tête SNOM avec une fibre étirée courbée avec couplage de lumière par éclairage direct en incidence normale – d) Photographie d'une pointe courbée collée sur un diapason en quartz

Néanmoins, les images topographiques réalisées avec la deuxième configuration semblent de meilleures qualités. En vibrant perpendiculairement, les arêtes des motifs sont en effet mieux définies. Il est toutefois difficile de comparer quantitativement ces deux méthodes principalement à cause d'une reproductibilité imparfaite des étapes de fabrication de la pointe, courbure de la pointe et collage sur le diapason. Il s'agit de l'inconvénient majeur de cette étape de préparation de la tête SNOM (fabrication+collage). Malgré cet inconvénient, cette technique de fabrication est rapide, simple et peu onéreuse. De plus, en contrôlant la pointe au microscope optique, il est possible de vérifier la qualité du rétreint avant et après utilisation ce qui a permis d'améliorer la reproductibilité.

### C. Phase d'approche et technique d'asservissement de la pointe

Une fois la micro-pointe collée sur le diapason, l'ensemble est fixé à l'aide d'un système aimanté sur le montage constituant la tête SNOM (Figure 70). Le diapason en quartz est soudé sur un support comprenant une petite plaque métallique circulaire de l'ordre de 1cm de diamètre. Un aimant néodyme collé sur une cale vibrante permet de maintenir la sonde qui peut être ajoutée ou retirée aisément grâce à cette fixation magnétique. Cela facilite le changement de la pointe lorsque celle-ci est abimée. Le vibreur permet l'excitation mécanique transverse du diapason autour de sa fréquence propre de résonance (32-34kHz typiquement). L'ensemble {pointe + diapason + cale vibrante + aimant} est fixé à l'extrémité d'un bras qui permet d'atteindre l'échantillon. Cet ensemble constitue la tête SNOM à proprement parler. Elle est fixée sur une table de translation 3 axes [THORLABS NanoMAX 300]. Cette table est munie de trois vis micrométriques permettant un réglage manuel en translation suivant trois directions orthogonales X, Y et Z avec une plage de déplacement égale à 0-4mm et une résolution de 1/100mm. La table contient également 3 actionneurs piézoélectriques internes permettant des déplacements fins en translation suivant les trois axes X, Y et Z. La plage de déplacement piézoélectrique est égale à 0-20 $\mu$ m suivant les trois axes avec une résolution de 5nm en fonctionnement en boucle fermée. Dans le montage SNOM, l'un des axes est utilisé pour réaliser l'asservissement de position dans la direction perpendiculaire à l'échantillon tandis que les deux autres axes sont utilisés pour réaliser le balayage point par point lors de l'acquisition de l'image en champ proche optique.

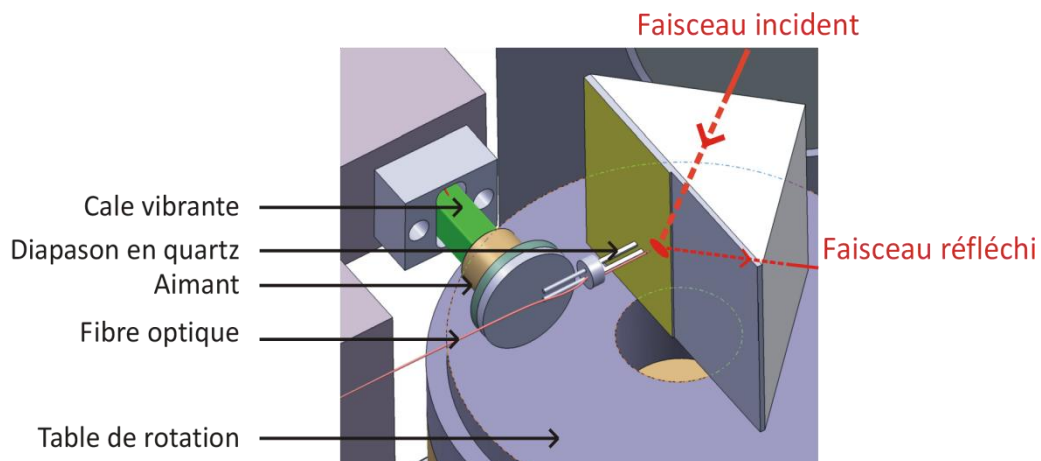


Figure 70 : Représentation schématique de CAO mécanique de la tête SNOM

Les actionneurs piézoélectriques et les jauges de déformation associées (nécessaires pour obtenir une information de position absolue en s'affranchissant des effets d'hystérésis ou de non linéarité des actionneurs) sont directement intégrés dans la table et reliés à un contrôleur THORLABS BPC 203 par une connectique dédiée. Un serveur Active X APT (Advanced Positioning Technology) installé sur

un micro-ordinateur PC permet de commander le contrôleur via un port USB. La commande automatisée est envoyée sur le serveur Active X à l'aide de programmes d'acquisition dédiés écrits sous l'environnement de développement graphique LabVIEW (voir §III.5 et annexe IX).

Au départ, la translation manuelle facilite le pré-positionnement de la micro pointe à proximité immédiate de l'objet étudié. Ce réglage initial est facilité grâce à l'assistance vidéo procurée par une caméra CMOS DCC1645C munie d'un objectif macro MVL7000 (zoom 18-108 mm, f/2,5 permettant un grandissement maximum de 1,1 pour une distance de travail de 130mm). L'image vidéo permet de se localiser sur l'objet et d'ajuster la distance de sécurité entre la pointe et la surface à une valeur comprise typiquement entre 5-20 $\mu$ m. La phase d'approche automatisée est ensuite engagée. Au cours de cette phase, la commande de table piézoélectrique effectue un déplacement progressif vers la surface par une succession de pas de 5nm. Après chaque déplacement élémentaire, la détection synchrone « Shear Force » [Stanford Research Systems SR810] référencée sur le signal d'excitation appliqué sur la cale vibrante, donne accès à l'amplitude  $R$  et à la phase  $\theta$  du signal détecté aux bornes du diapason. Cette détection synchrone est interfacée par port GPIB avec le micro-ordinateur PC d'acquisition. L'origine de la phase  $\theta$  sur la détection synchrone est préalablement ajustée pour que le déphasage entre l'excitation et la réponse du diapason soit nulle en l'absence d'interaction pointe-surface. De cette façon, le signal utile est  $A=R\cos\theta$  ce qui présente comme avantage par rapport à l'amplitude  $R$  seule une meilleure sensibilité lors de l'interaction entre la pointe et la surface (§III.3.A).

L'enregistrement ainsi obtenu permet de reconstituer l'évolution de l'amplitude du signal  $A=R\cos\theta$  détecté sur le diapason en fonction de la position de la pointe. Un exemple d'enregistrement de cette courbe de réponse à l'approche est illustré sur la Figure 71. Les forces d'interaction de surface apparaissent pour une distance sonde-surface  $< 50$ nm et se traduisent par un amortissement important de l'amplitude de vibration du diapason pour une fréquence d'excitation constante. La tension mesurée chute alors très rapidement au fur et à mesure que la pointe s'approche.

En pratique, la fréquence de travail est choisie légèrement inférieure à la fréquence de résonance de l'ensemble diapason+micro-pointe de manière à être située sur le flan du pic de résonance (par exemple autour de 34160Hz sur les courbes présentées sur la figure 66 - colonne de droite). En effet, une augmentation de la fréquence propre de résonance (par exemple de 5Hz), due à l'interaction de la micro-pointe avec une surface, se traduira par une chute en amplitude  $A$  plus importante sur le flan ( $\approx -24$ mV) qu'au sommet ( $\approx -12$ mV) du pic de résonance permettant d'acquérir une sensibilité accrue. L'amplitude du signal  $A=R\cos\theta$  mesurée au cours de l'approche initiale permet également de définir une valeur de consigne  $A_c$  utilisée ensuite pour l'asservissement de position de la pointe lors de l'acquisition des images SNOM. A partir de l'enregistrement de la courbe d'approche, l'utilisateur fixe un point de consigne (par exemple 85% de l'amplitude obtenue sans interaction - voir trait plein vert sur la figure 71) ainsi qu'un pourcentage de tolérance par rapport à ce point de consigne (par exemple  $\text{tol} = \pm 3\%$  de la valeur de consigne – voir traits pointillés sur la figure 71). Au cours du balayage point par point lors de l'acquisition de l'image SNOM, la distance entre la pointe et la surface est maintenue constante en comparant systématiquement le signal fourni par le diapason avec la valeur de consigne. La pointe est avancée ou reculée jusqu'à ce que le signal fourni par le diapason atteigne la valeur de consigne avec une tolérance « tol » généralement choisie de l'ordre de 1% à 5%.

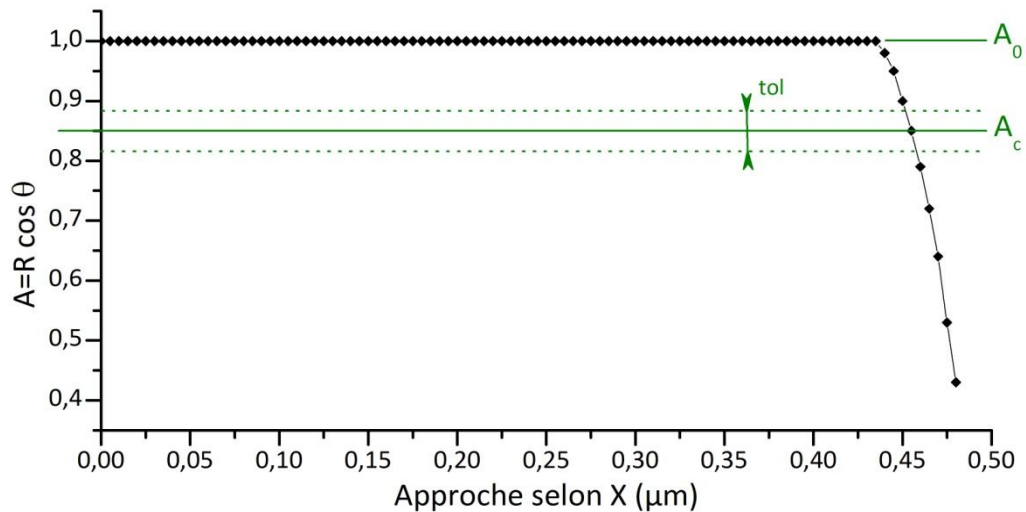


Figure 71 : Evolution du signal  $A=R \cos \theta$  lors de l'approche initiale de la pointe

Pour réaliser en pratique cette régulation de position, un correcteur PID (Proportionnel-Intégral-Dérivé) numérique est utilisé comme système de contrôle-commande en boucle fermée. Dans le montage SNOM, il s'agit d'un algorithme d'asservissement qui délivre un signal de commande pour piloter l'actionneur piézoélectrique de déplacement suivant l'axe pointe-surface en fonction du signal de contrôle délivré par le diapason (voir annexe X). Un PID adapté permet d'augmenter la vitesse de balayage et ainsi de diminuer la durée d'acquisition d'une image sur un système de microscopie par balayage de sonde. Dans les programmes d'acquisition développés sous LabVIEW pour la commande du système d'imagerie SNOM, la régulation par contrôleur PID a été implémentée en utilisant la fonction PID disponible dans le toolkit NI PID et Fuzzy Logic<sup>143</sup>. Cette fonction permet à la fois de paramétrer manuellement les gains  $G_p$ ,  $G_i$  et  $G_d$  mais également de fixer des limites sur la commande pour éviter les effets de dépassement qui pourraient entraîner une destruction de la pointe et/ou de l'objet. Les paramètres du PID ont été ajustés de façon empirique par une succession d'essais itératifs afin d'obtenir un asservissement à la fois efficace et robuste. Les vitesses atteintes actuellement sont de l'ordre de 5point/s. Un balayage comprenant 10000points d'acquisition mettra donc environ 30 minutes.



#### 4. Interférométrie par rétro-injection laser appliquée à la détection champ proche

##### A. Introduction

L'interférométrie laser est une technique de détection cohérente qui consiste à faire interférer le faisceau de mesure que l'on cherche à détecter avec un faisceau de référence qui sert d'oscillateur optique local. Dans les systèmes classiques, le faisceau lumineux en sortie de la source laser est séparé en deux voies dans une structure d'interféromètre de Michelson ou de Mach-Zehnder. Une des voies optiques sert pour réaliser la mesure tandis que l'autre voie sert de référence. Comparée à une détection optique directe, l'interférométrie laser possède une sensibilité accrue obtenue grâce au principe de la détection cohérente et permet d'accéder à la fois à l'amplitude et à la phase (modulo  $2\pi$ ) de l'onde optique mesurée. Cette technique a permis d'améliorer de nombreux outils de métrologie optique utilisés en vélocimétrie, vibrométrie, profilométrie, télémétrie ou imagerie en milieu turbide qui sont aujourd'hui largement utilisés dans les domaines industriels, scientifiques et militaires<sup>144</sup>. Néanmoins, ces dispositifs basés sur un interféromètre externe à la cavité laser présentent des contraintes sur l'alignement du système optique (miroirs, lentilles, prismes) formant le montage interférométrique. Par l'intermédiaire d'un retour optique direct vers la source laser, il est possible de simplifier considérablement le montage optique tout en conservant les avantages de la détection interférométrique cohérente. Considéré le plus souvent comme un effet parasite pouvant être néfaste pour la stabilité de fonctionnement du laser, ces retours optiques sont généralement évités en métrologie en ajoutant des systèmes d'isolateurs optiques entre la source laser et le reste du montage optique. Néanmoins, la réponse de certains lasers à une rétro-injection peut être utilisée comme une technique de détection interférométrique cohérente qui permet d'obtenir une sensibilité de détection plus élevée que celle obtenue traditionnellement par un interféromètre externe. Cette approche, basée sur la rétro-injection laser a permis une nouvelle technique pour réaliser de la détection cohérente ultrasensible (généralement désignée sous les termes de self-mixing ou Laser Optical Feedback Interferometry – LOFI – en anglais). La technique LOFI désigne l'effet de perturbation qui apparaît sur le fonctionnement d'une source laser lorsqu'une partie du faisceau lumineux émis se trouve renvoyée vers la cavité résonante. Comparée à des techniques interférométriques classiques, la technique LOFI présente l'avantage d'être auto-alignée (le laser jouant simultanément le rôle d'émetteur et de mélangeur ce qui limite l'ajout d'éléments optiques externes complexes à aligner). De plus, en choisissant convenablement les conditions de mise en œuvre pratique, il est possible de provoquer une forte modulation de l'amplitude et/ou de la fréquence optique du champ EM présent dans la cavité laser sous l'effet d'un retour optique provoqué par une interaction sur une cible extérieure. Initialement démontrée sur un laser à gaz en 1968 par la mesure du décalage Doppler induit par une cible en mouvement<sup>145</sup>, la rétro-injection laser a été transposée à partir des années 80 aux diodes lasers Fabry-Pérot commerciales. Ces diodes laser présentent plusieurs avantages : elles sont très bon marché, plus compactes et elles intègrent directement une photodiode de contrôle (ou de monitoring) permettant de détecter la perturbation en amplitude provoquée par un retour optique externe. D'autre part, elles présentent également une sensibilité accrue à la rétro-injection<sup>146</sup> par rapport aux lasers à gaz. En effet, certains lasers dits de Classe B\* (III.4.B) tels que les lasers à solide, les lasers à fibre ou les lasers à semi-conducteur

---

\* A ne pas confondre avec les classes de sécurité des lasers

possèdent une dynamique de fonctionnement favorable à augmenter la sensibilité à la rétro-injection.

Après une perturbation temporaire, ces lasers de classe B sont en effet caractérisés par un retour à l'équilibre marqué par l'existence d'une succession d'oscillations pseudopériodiques modulant le flux lumineux émis. Ces oscillations pseudopériodiques, appelées « oscillations de relaxation », sont présentes sur les lasers à solide ou les lasers à semi-conducteur au démarrage de l'oscillation laser. Pour les lasers à solide et les lasers à fibre, la fréquence propre de ces oscillations de relaxation est typiquement comprise entre quelques dizaines de kHz et quelques MHz suivant la géométrie du laser et la nature du milieu amplificateur. La fréquence des oscillations de relaxation devient beaucoup plus élevée pour les lasers à semi-conducteur où elle atteint plusieurs centaines de MHz à plusieurs GHz. Dans un système de mesure par rétro-injection laser, il est possible de tirer profit de l'existence de ces oscillations de relaxation en utilisant une configuration dite « hétérodyne » (appelée aussi self-hétérodyne ou autodyne) où la fréquence optique du retour est décalée d'une fréquence proche de celles des oscillations de relaxation avant d'être réinjectée dans la cavité laser. Le battement qui résulte de la superposition des deux ondes – l'onde oscillant dans la cavité et l'onde de retour décalée en fréquence – crée une modulation de la puissance optique émise qui est amplifiée par la dynamique spécifique de l'oscillateur laser<sup>147,148</sup> (III.4.D).

La détection hétérodyne par rétro-injection laser est particulièrement adaptée à la microscopie en champ proche optique où le flux lumineux collecté par la micro-pointe fibrée est très faible ( $< \text{pW}$ )<sup>149</sup>. En effet, la sensibilité de détection dans un SNOM classique avec une détection directe est généralement limitée par les bruits quantiques et thermiques du photodétecteur et du préamplificateur électronique associé. Cela peut poser des problèmes dans le proche IR où le NEP est souvent supérieur à  $10\text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ \*. Par exemple, l'ensemble photodiode InGaAs + préamplificateur électronique que nous avons utilisé dans le montage SNOM [EG&G modèle 5188A] possède un NEP spécifié à  $15\text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour la gamme de sensibilité  $10^{-5}\text{W}/\text{V}$ . L'utilisation de la technique LOFI pour la détection SNOM – comme de façon plus générale des autres techniques interférométriques hétérodynes – permet de ne plus être limité que par le bruit de photons de la source laser.

D'autre part, du fait que cette technique de détection cohérente par rétro-injection optique est une technique interférométrique, la perturbation obtenue sur le régime de fonctionnement du laser dépend à la fois de l'amplitude et de la phase du signal optique rétro-injecté. L'analyse de la modulation du flux lumineux émis par le laser en utilisant comme signal de référence la commande RF utilisée pour piloter le décalage de la fréquence optique permet d'accéder simultanément à l'amplitude et la phase du champ optique évanescent collecté par la micro-pointe. Il s'agit donc d'une technique interférométrique qui est particulièrement bien adaptée pour étudier la propagation des modes propres dans des structures de guides d'onde plasmoniques. Un montage de détection en champ proche optique par rétro-injection hétérodyne LOFI est représenté schématiquement sur la figure 72.

---

\* Il s'agit du NEP de l'ensemble photodiode + préamplificateur avec sa résistance de charge associée.

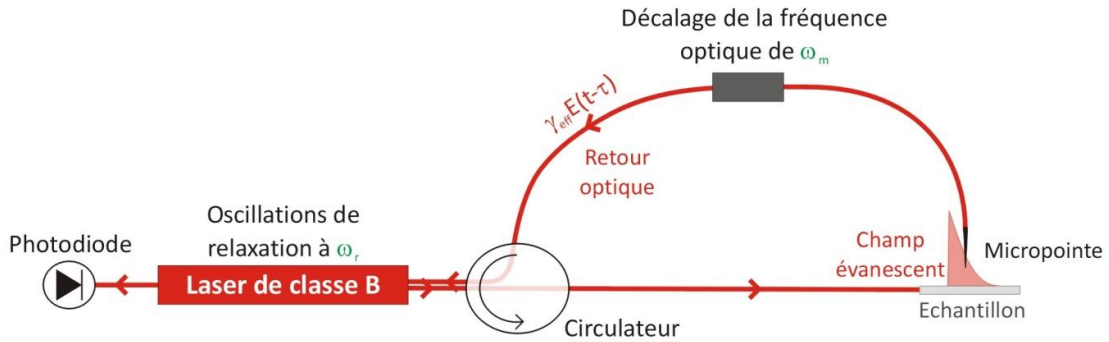


Figure 72 : Principe de la rétro-injection optique appliquée à la microscopie en champ proche à balayage de sonde

### B. Classification des lasers et choix du laser à fibre DFB erbium

La rétro-injection cohérente d'une partie de la lumière émise vers la cavité résonante du laser peut générer un phénomène d'interférence entre l'onde intracavité et l'onde rétrodiffusée. Cet effet d'interférence peut alors modifier l'un des paramètres de l'émission laser : l'amplitude ou la phase du champ EM, la fréquence optique ou l'état de polarisation. Dans le cas où l'onde rétrodiffusée est décalée et possède une fréquence  $\nu'$  différente de la fréquence de l'onde intracavité  $\nu_0$ , un battement intracavité se produit à la fréquence  $\Delta\nu = |\nu' - \nu_0|$ .

Le comportement d'un laser soumis à une rétro-injection optique décalée en fréquence dépend alors du type de laser utilisé. Il est possible de séparer les différents comportements dynamiques des lasers en trois catégories<sup>150</sup> (Tableau 14) en fonction des paramètres de relaxation  $\gamma_c, \gamma_r, \gamma_{\perp}$  définis par :

- $\gamma_r$  : Taux de relaxation de l'inversion de population. Ce taux correspond à l'inverse de la durée de vie radiative  $\tau_r$  du niveau supérieur de la transition laser ;
- $\gamma_{\perp}$  : Taux de relaxation de la polarisation induite dans le milieu amplificateur ;
- $\gamma_c$  : Taux d'extinction des photons dans la cavité froide. Ce taux correspond à l'inverse de la durée de vie  $\tau_c$  des photons dans la cavité vide.

Le régime de fonctionnement d'un laser dépend du comportement dynamique du champ électrique  $E$ , de l'inversion de population  $N$  ainsi que de la polarisation induite dans le milieu amplificateur  $P$ .

Classe	A	B	C
Taux de relaxation	$\gamma_{\perp}, \gamma_r \gg \gamma_c$	$\gamma_{\perp} \gg \gamma_c \gg \gamma_r$	$\gamma_{\perp} > \gamma_r, \gamma_c$
Propriétés	P et N varient rapidement par rapport à E. Le temps de réponse du laser est très rapide à la commutation des gains et des pertes dans la cavité. $\dot{E} = \dot{P} = 0$	P varie rapidement par rapport à E et N. La dynamique du laser est décrite par les équations couplées décrivant E et N. $\dot{P} = 0$	La dynamique du laser est complexe et présente un comportement chaotique
Types de laser	Lasers à Gaz	Lasers à solide, laser à fibre ou lasers à semi-conducteur	Maser NH <sub>3</sub>

Tableau 14 : Différentes classes dynamiques de laser

Comme nous l'avons déjà signalé, les lasers de classe B se caractérisent par un phénomène d'oscillations pseudopériodiques faiblement amorties à l'allumage du laser ou lorsque celui-ci subit une perturbation extérieure (volontaire ou non). De manière analogue à un oscillateur mécanique ou électrique faiblement amorti, l'amplitude des oscillations sera d'autant plus importante que la perturbation temporelle contiendra une composante de fréquence proche de la fréquence propre de résonance du système, c'est-à-dire proche de la fréquence des oscillations de relaxation  $\nu_r$ . En particulier, la sensibilité extrême d'un laser de classe B soumis à un retour optique hétérodyne est directement liée à un temps de vie du photon dans la cavité  $\tau_c (=1/\gamma_c)$  beaucoup plus court que la durée de vie radiative du niveau émetteur  $\tau_r (=1/\gamma_r)^{151}$  (III.4.C). Par exemple, les lasers utilisant comme milieu amplificateur du verre dopé erbium, qui présentent une durée de vie du niveau d'émission longue de l'ordre de  $\tau_r=5-10\text{ms}$ , sont parfaitement adaptés pour réaliser une détection LOFI<sup>152</sup>. Ils présentent également pour avantage d'émettre à une longueur d'onde de  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  bien adaptée pour étudier le comportement des composants plasmoniques intégrés comme des guides d'onde pour la réalisation d'interconnexions optiques. Parmi ces lasers à base de verre dopé  $\text{Er}^{3+}$ , les lasers à fibre monomode par implantation d'une structure DFB<sup>153</sup> directement dans le milieu amplificateur sont très intéressants pour la détection LOFI en raison de leur très grande pureté spectrale (largeur spectrale  $<70\text{kHz}$  voir Annexe XI) et de leur robustesse de fonctionnement. Ces lasers fonctionnent en régime monomode longitudinal avec un bruit de phase réduit<sup>154,155</sup>. Ces lasers à fibre DFB présentent en plus pour avantages d'émettre un faisceau laser limité par diffraction directement couplé dans de la fibre optique monomode et d'être faciles à mettre en œuvre à partir de composants disponibles commercialement sur le marché des télécommunications optiques.

### C. Dynamique d'un laser de classe B à trois niveaux

La rétro-injection optique peut être effectuée sur des lasers à trois ou quatre niveaux. Pendant ces travaux de thèse, le laser utilisé était un laser à fibre DFB dopée  $\text{Er}^{3+}$  [KOHERAS Basik C15<sup>156</sup>] émettant une puissance optique de sortie égale à  $P_s=8\text{mW}$  à  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  en utilisant un pompage par diode laser fibrée InGaAs [SDLO-2564-125-CN] avec une puissance de pompe  $P_p\approx 100\text{mW}$  autour de  $\lambda_p=975,5\text{nm}$ . La courbe de rendement du laser KOHERAS et les caractéristiques techniques de la diode de pompage sont présentées en annexe XI.

La dynamique d'un laser à solide ou à fibre dopé  $\text{Er}^{3+}$  peut être décrite à partir du diagramme en énergie suivant<sup>152</sup> :

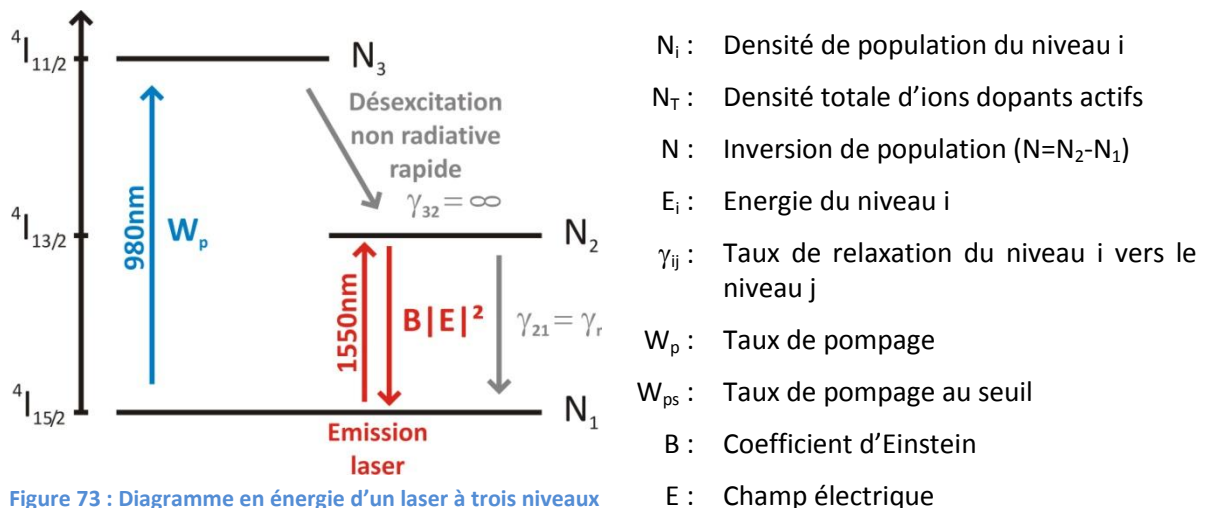


Figure 73 : Diagramme en énergie d'un laser à trois niveaux

Il s'agit d'un laser à trois niveaux. La relaxation du niveau 3 vers le niveau 2 est très efficace ( $\gamma_{32} \gg W_p$ ). Ainsi, dès qu'un ion est excité vers le niveau 3 par pompage optique, il se désexcite quasi instantanément vers le niveau 2. La densité totale d'ions dopants actifs  $N_T$  est donc approximée comme étant égale à la somme des densités de population des niveaux 1 et 2.

La dynamique d'un laser de classe B peut être décrite intégralement par les équations différentielles caractérisant l'évolution temporelle du champ électrique  $E(t)$  et de l'inversion de population  $N(t)$  (Tableau 14). En l'absence de rétro-injection, celles-ci peuvent être écrites sous la forme<sup>150,157</sup> :

$$\frac{dN(t)}{dt} = W_p(N_T - N(t)) - \gamma_r(N(t) + N_T) - 2BN(t)|E(t)|^2 \quad [104]$$

Maintien de  
l'inversion de  
population par  
pompage

Amortissement de  
l'inversion de  
population par  
émission spontanée

Couplage non linéaire  
entre l'intensité du  
champ dans la cavité  
et l'inversion de  
population.  
(Générateur de gain si  
 $N(t) > 0$ )

$$\frac{dE(t)e^{i\omega t}}{dt} = \left[ i\omega_c + \frac{1}{2}(BN(t) - \gamma_c) \right] E(t)e^{i\omega t} \quad [105]$$

Où  $\omega$  est la pulsation optique du champ oscillant et  $\omega_c$  la pulsation de résonance de la cavité. Il est possible de séparer l'amplitude et la phase du champ électrique  $E(t)$  en l'écrivant sous la forme :

$$E(t) = E_c(t)e^{i\phi_c(t)} \quad [106]$$

L'équation [104] devient égale à :

$$\frac{dN(t)}{dt} = W_p(N_T - N(t)) - \gamma_r(N(t) + N_T) - 2BN(t)|E_c(t)|^2 \quad [107]$$

Et l'équation [105] peut être dissociée en deux parties : une partie décrivant l'évolution au cours du temps de l'amplitude  $E_c(t)$  et l'autre partie décrivant l'évolution au cours du temps de la phase  $\phi_c(t)$  :

$$\frac{dE_c(t)}{dt} = \frac{1}{2}(BN(t) - \gamma_c)E_c(t) \quad [108]$$

$$\frac{d\phi_c(t)}{dt} = \omega_c - \omega \quad [109]$$

Les solutions stationnaires des équations [107] et [108] s'obtiennent alors aisément :

$$N_S = \frac{\gamma_c}{B} \quad E_S^2 = E_{sat}^2 \left( \frac{\beta}{\beta_S} - 1 \right) \quad [110]$$

Avec :

$$E_{sat}^2 = \frac{W_p + \gamma_r}{2B} ; \beta = \frac{W_p - \gamma_r}{W_p + \gamma_r} ; \beta_S = \frac{N_S}{N_T} = \frac{W_{ps} - \gamma_r}{W_{ps} + \gamma_r}$$

Lorsque le laser subit une perturbation, il est possible d'étudier le retour au régime stationnaire en supposant que la perturbation entraîne de très faibles variations de l'inversion de population et du champ électrique. Au premier ordre, la perturbation peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} N(t) &= N_S + \Delta N(t) \text{ avec } \Delta N(t) \ll N_S \\ E(t) &= E_S + \Delta E(t) \text{ avec } \Delta E(t) \ll E_S \end{aligned} \quad [111]$$

En substituant les équations [111] dans les équations [104] et [108] et en négligeant les termes d'ordre deux, on obtient deux nouvelles équations couplées caractérisant la perturbation.

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = (-W_p - 2BE_S^2 - \gamma_r)\Delta N(t) - 4\gamma_c E_S \Delta E_c(t) \quad [112]$$

$$\frac{d\Delta E_c(t)}{dt} = \frac{1}{2}BE_S \Delta N(t) \quad [113]$$

Ces deux équations ne contiennent que des termes linéaires en  $\Delta E_c$  ou  $\Delta N$ . En dérivant l'équation [113] par rapport au temps puis en la réinjectant dans l'équation [112], on obtient l'équation caractérisant la dynamique du laser qui est équivalente à celle d'un oscillateur harmonique amorti :

$$\frac{d^2\Delta E_c(t)}{dt^2} + \alpha \frac{d\Delta E_c(t)}{dt} + \omega_r^2 \Delta E_c(t) = 0 \quad [114]$$

$$\alpha = (W_p + \gamma_r) \frac{\beta}{\beta_S} = \frac{W_{ps} B N_T}{\gamma_c} \left( \eta - \frac{\gamma_r}{W_{ps}} \right) \equiv \text{amortissement}$$

$$\omega_r^2 = \gamma_c (W_p + \gamma_r) \left( \frac{\beta}{\beta_S} - 1 \right) = \frac{2\gamma_r \gamma_c W_{ps}}{W_{ps} - \gamma_r} (\eta - 1) \equiv \text{pulsation de résonance} \quad [115]$$

$$\text{avec } \eta = \frac{W_p}{W_{ps}} \equiv \text{taux de pompage par rapport au taux de pompage au seuil}$$

Le régime du retour à l'équilibre du système dépend des paramètres  $\alpha$  et  $\omega_r$  et donc indirectement des taux de relaxation  $\gamma_r$  et  $\gamma_c$ . Pour un laser de classe A où  $\gamma_r \gg \gamma_c$ , le régime du retour à l'équilibre est aperiodique alors que pour un laser de classe B où  $\gamma_r \ll \gamma_c$ , le régime est pseudopériodique et caractérisé par une succession d'oscillations périodiques faiblement amorties de pulsation  $\omega_r$  appelées « oscillations de relaxation ». En particulier, la pulsation propre  $\omega_r$  dépend des taux de relaxation  $\gamma_r$  et  $\gamma_c$  ainsi que du rapport entre le taux de pompage et le taux de pompage au seuil  $W_p/W_{ps}$  (équation [115]) ce qui permet d'ajuster la fréquence des oscillations de relaxation pour un laser donné.

#### D. Dynamique d'un laser de classe B à trois niveaux soumis à une rétro-injection optique décalée en fréquence

Pour un laser de classe B à trois niveaux soumis à un retour optique décalé en fréquence de  $\omega_m$  (Figure 72), un terme supplémentaire caractérisant la rétro-injection hétérodyne est ajouté à l'équation [105] :

$$\frac{dE(t)e^{i\omega t}}{dt} = \left[ i\omega_c + \frac{1}{2}(BN(t) - \gamma_c) \right] E(t)e^{i\omega t} + \gamma_{ext} E(t - \tau) e^{i[(\omega + \omega_m)(t - \tau)]} \quad [116]$$

Avec :

$\gamma_{ext}$  : Paramètre de rétro-injection (caractérise la proportion de champ qui est rétro-injecté dans la cavité)

$\tau$  : Temps de vol (décalage temporel entre l'onde oscillant dans la cavité et l'onde réinjectée)

Il est possible de séparer à nouveau l'amplitude et la phase du champ  $E(t)$  en utilisant l'équation [106] à l'instant  $t-\tau$ . Le temps de cohérence du laser KOHERAS Basik C15 étant très grand devant le temps de vol\*, l'amplitude du champ électrique peut être approximée à :

$$E_c(t - \tau) \approx E_c(t) \quad [117]$$

L'équation [116] devient alors :

$$\frac{dE_c(t)}{dt} = \frac{1}{2}(BN(t) - \gamma_c)E_c(t) + \gamma_{ext}E_c(t) \cos(\omega_m(t - \tau) - \omega\tau) \quad [118]$$

L'étude des perturbations au premier ordre de l'équation [118] donne :

$$\frac{d\Delta E_c(t)}{dt} = \frac{1}{2}BE_S\Delta N(t) + \gamma_{ext}E_S \cos(\omega_m(t - \tau) - \omega\tau) \quad [119]$$

Enfin, en dérivant par rapport au temps l'équation [119] et en remplaçant  $\Delta N$  grâce aux équations [112] et [113], on obtient l'équation caractérisant la dynamique du laser soumis à une rétro-injection optique décalée en fréquence :

$$\frac{d^2\Delta E_c(t)}{dt^2} + \alpha \frac{d\Delta E_c(t)}{dt} + \omega_r^2\Delta E_c(t) = \frac{\alpha}{\cos\varphi}\gamma_{ext}E_S \cos(\omega_m(t - \tau) - \omega\tau + \varphi) \quad [120]$$

avec  $\tan \varphi = \frac{\omega_m}{\alpha}$

Une solution particulière de l'équation [120] peut s'écrire sous la forme :

$$\Delta E_c(t) = \gamma_E(\omega_m)\gamma_{ext}E_S \cos(\omega_m(t - \tau) - \omega\tau + \varphi + \psi) \quad [121]$$

$$\text{avec } \gamma_E(\omega_m) = \sqrt{\frac{\alpha^2 + \omega_m^2}{(\omega_r^2 - \omega_m^2)^2 + \alpha^2\omega_m^2}} \equiv \text{Gain en amplitude} \quad [122]$$

Dans le cas où le décalage en fréquence est précisément égal à la fréquence des oscillations de relaxation du laser ( $\omega_m=\omega_r$ ), le gain en amplitude devient égal à :

$$\gamma_E(\omega_m = \omega_r) \approx \frac{1}{\alpha} \text{ (avec } \alpha \gg \omega_r) \quad [123]$$

Le gain maximal  $G$  peut être déterminé en calculant le rapport entre le gain en amplitude  $\gamma_E$  en  $\omega_m=\omega_r$  et en  $\omega_m=0$  (voir figure 74) :

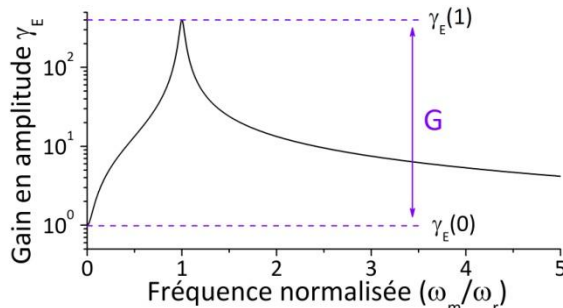


Figure 74 : Evolution du gain en amplitude avec la fréquence normalisée

$$G = \frac{\gamma_E(\omega_m = \omega_r)}{\gamma_E(\omega_m = 0)} = \frac{\frac{1}{\alpha}}{\frac{\omega_r^2}{\alpha^2}} = \frac{\omega_r^2}{\alpha^2} \quad [124]$$

\* En effet, la largeur spectrale d'émission du laser KOHERAS Basik C15 est spécifiée inférieure à 70kHz ce qui aboutit à une longueur de cohérence supérieure à 4,3km qui est bien plus grande que la longueur de la boucle de rétro-injection.

Il est désormais possible d'étudier la variation relative de la puissance en sortie du laser en fonction du décalage de fréquence appliqué :

$$\frac{\Delta P_S}{P_S} = \frac{2\Delta E_c(t)}{E_S} = 2\gamma_E(\omega_m)\gamma_{ext} \cos(\omega_m(t - \tau) - \omega\tau + \varphi + \psi) \quad [125]$$

En pratique, la rétro-injection hétérodyne nécessite de décaler la fréquence (FS – Frequency Shift). Ce décalage peut être réalisé de manière *hétérodyne*<sup>108</sup>, avec une paire de modulateurs acousto-optiques ou de manière *serrodyne*<sup>158,159</sup> avec un modulateur de phase électro-optique.

### E. Décalage de la fréquence de la porteuse optique

#### a. Décalage par une paire de modulateurs acousto-optiques

Un modulateur acousto-optique (AOM), également appelé cellule de Bragg, est un composant optoélectronique constitué d'un cristal à l'intérieur duquel se propage une onde acoustique de fréquence  $\nu_{AOM}$  générée par un transducteur piézo-électrique fixé au cristal. L'onde acoustique ultrasonore se propage dans le cristal et crée une succession de strates de dilation et de compression. Ces compressions-dilations changent localement l'indice de réfraction avec une structure périodique dont le pas correspond à :  $d = v_a / \nu_{AOM}$  avec  $v_a$  la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore dans la cellule. L'onde ultrasonore entraîne que la cellule se comporte alors du point de vue optique comme un réseau de phase de pas  $d$  en mouvement à la vitesse  $v_a$ .

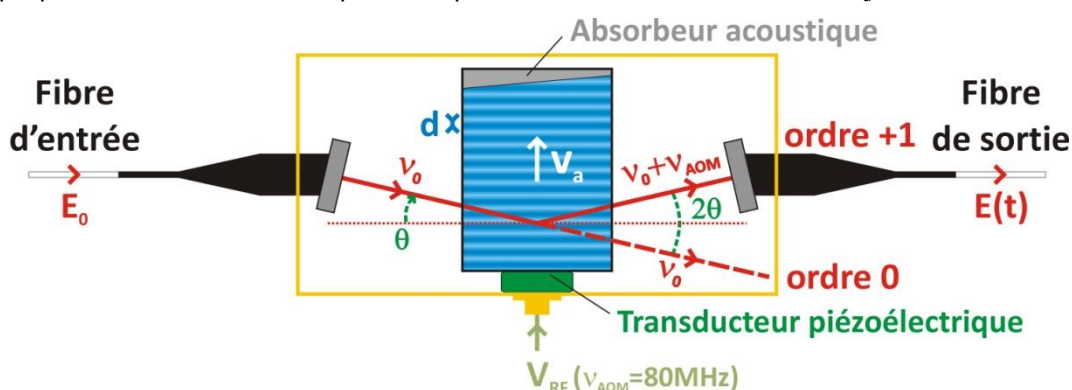


Figure 75 : Schéma d'un modulateur acousto-optique

Un faisceau lumineux de longueur d'onde  $\lambda = c/\nu_0$  traversant le AOM sous un angle d'incidence  $\theta$  subit alors une diffraction en régime de Bragg respectant la condition :  $2d \sin \theta = m\lambda$  où  $m = \pm 1$  est l'ordre de la diffraction. A la différence d'une diffraction de Bragg classique, les plans du réseau sont mobiles ce qui, par effet Doppler, décale la fréquence de l'onde diffractée d'une quantité  $\pm \nu_{AOM}$ . Ainsi, le faisceau incident se décompose par diffraction en un faisceau d'ordre  $m=0$  non dévié correspondant à une fréquence optique  $\nu_0$ , et un faisceau d'ordre  $m=+1$  dévié de  $2\theta$  et correspondant à une fréquence optique de  $\nu_0 + \nu_{AOM}$  (Figure 75). Le changement du signe de l'angle d'incidence en  $-\theta$  sur le schéma précédent conduit à l'ordre diffracté  $m=-1$  qui correspond cette fois à une fréquence optique de  $\nu_0 - \nu_{AOM}$ .

Les AOM utilisés [Gooch&Housego M080-2J-F2S] sont fabriqués à partir de dioxyde de tellure ( $\text{TeO}_2$ ) et sont ajustés pour fonctionner à la longueur d'onde  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  avec une onde acoustique de fréquence  $\nu_{AOM} \sim 80 \text{ MHz}$ . Ces AOM ont la particularité d'être directement couplés en entrée/sortie sur des pigtaills de fibre optique SMF28 9/125  $\mu\text{m}$ . Pour une puissance RF de 2W appliquée sur le



transducteur piézoélectrique, l'efficacité de diffraction correspond à environ 40% pour l'ordre couplé vers la fibre de sortie.

Compte-tenu de la fréquence de décalage autour de  $\nu_{AOM} \sim 80\text{MHz}$ , un seul AOM ne permet donc pas d'obtenir un battement proche de la fréquence des oscillations de relaxation du laser KOHERAS Basik C15. En effet, ces oscillations de relaxation se situent autour de  $\nu_r = 400\text{-}600\text{kHz}$  (voir figure 79). Cependant, en combinant en série deux AOM, l'un avec un couplage par fibres optiques ajusté pour décaler l'onde incidente de  $+\nu_{AOM\_1}$  (ordre  $m=1$  ou décalage vers le haut ou « upshift ») et l'autre pour décaler de  $-\nu_{AOM\_2}$  (ordre  $m=-1$  ou décalage vers le bas ou « downshift »), l'onde de sortie correspond à une fréquence optique égale à  $\nu_0 + \nu_{AOM\_1} - \nu_{AOM\_2}$ . Ainsi les fréquences de commande HF des deux AOM sont choisies telles que  $\nu_m = \nu_{AOM\_1} - \nu_{AOM\_2} \approx \nu_r$ . Les deux AOM sont alimentés par un générateur [IntraAction DFE-804A] délivrant jusqu'à  $2 \times 2\text{W}$ . L'un des signaux est à fréquence ajustable par pas de  $10\text{kHz}$  autour de  $\nu_{AOM\_1} = 80\text{MHz} + \nu_m$  tandis que l'autre est à fréquence fixe à  $\nu_{AOM\_2} = 80\text{MHz}$ . Ces deux signaux RF sont synthétisés à partir du même quartz de référence compensé en température (TXCO) et sont donc parfaitement synchronisés en phase. Ce dernier point est important si on souhaite détecter à la fois l'amplitude mais aussi la phase du signal SNOM car il évite alors une dérive de phase du signal LOFI pendant l'acquisition.

Sous l'effet de la rétro-injection à la fréquence  $\nu_0 + \nu_m = \nu_0 + \nu_{AOM\_1} - \nu_{AOM\_2}$ , il apparaît alors un battement dans la cavité laser à la fréquence  $\nu_m$ . La détection hétérodyne par décalage de fréquence effectuée par deux AOM en séries fonctionnant respectivement à l'ordre  $+1$  et à l'ordre  $-1$  est dite en bande latérale unique (BLU) puisqu'elle correspond à la rétro-injection d'une seule fréquence optique à  $\nu_0 + \nu_m$ .

### b. Décalage par modulateur de phase

Pendant ces travaux de thèse, une autre technique de décalage en fréquence de la porteuse optique basée sur la modulation de phase serrodyne<sup>158,159</sup> a pu être testée. Le décalage de fréquence est obtenu par un effet électro-optique en appliquant un signal en dent de scie d'amplitude totale  $2V_\pi$  ( $V_\pi$  étant la tension demi-onde) et de période  $T_m = 1/\nu_m$  sur un modulateur de phase à effet Pockels. Le modulateur de phase électro-optique (EOM) utilisé est un modulateur intégré [Avanex IM-10-P] basé sur l'utilisation de niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ). Par rapport aux cellules de Pockels classiques, ces modulateurs intégrés présentent des tensions demi-onde  $V_\pi$  très faibles ( $V_\pi = 5,5\text{Volts}$  pour le modulateur Avanex IM-10-P). Ces modulateurs de phase sont disponibles grâce au marché des télécommunications optiques où ils sont utilisés pour effectuer de la modulation par changement de phase (ou Phase Shift Keying) sur une porteuse optique. Ces EOM permettent d'effectuer un décalage de la fréquence optique dans la bande C (soit sur une plage de longueurs d'onde  $\lambda = 1530\text{-}1565\text{nm}$ ) et sont donc particulièrement bien adaptés pour être utilisés sur le montage de détection en champ proche optique.

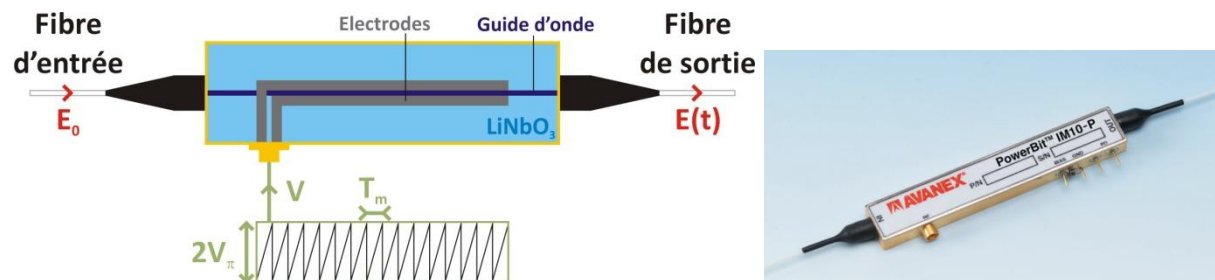


Figure 76 : Schéma d'un modulateur de phase électro-optique intégré ; Photographie du modulateur Avanex IM-10-P

La tension  $V(t)$  appliquée sur le modulateur de phase induit un déphasage  $\phi(t)$  proportionnel à  $V(t)$ . L'application d'une tension modulée en dent de scie au cours du temps avec une amplitude  $2V_\pi$  et une période  $T_m$  induit, en supposant des temps de descente très courts devant la période du signal  $T_m$ , le déphasage  $\phi(t)$  suivant :

$$\phi(t) = \pi \frac{V(t)}{V_\pi} = \pi \frac{2V_\pi t}{V_\pi T_m} = \frac{2\pi}{T_m} t = \omega_m t \quad [126]$$

Ainsi, un décalage fréquentielle de  $\nu_m=400-600\text{kHz}$  est obtenu en ajustant convenablement  $T_m$  la période du signal en dent de scie autour de  $1,4-2,0\mu\text{s}$ . Pour que la conversion soit efficace, le signal en dent de scie généré doit être parfaitement linéaire avec une amplitude de tension  $V(t)$  variant de 0 à  $2V_\pi$  telle que la phase soit parfaitement décalée de 0 à  $2\pi$  sur une période.

Effectuer le décalage en fréquence par modulateur de phase intégré présente plusieurs avantages. D'une part, cette technique est plus simple et moins onéreuse qu'avec une paire d'AOM puisqu'elle n'utilise qu'un seul modulateur de phase et ne nécessite plus d'alimentation de puissance. D'autre part, elle présente une bien meilleure efficacité que la paire d'AOM. Néanmoins, pour que le décalage en fréquence soit précisément de  $\nu_m$  et éviter l'apparition d'harmoniques, le signal en dent de scie doit être parfaitement synthétisé avec une amplitude précisément égale à  $2V_\pi=11\text{V}$ , une rampe linéaire et des temps de descente très rapides devant la période du signal  $T_m$  ce qui peut se révéler délicat à réaliser en pratique et conduire à une modulation imparfaite.

#### F. Etude du bruit en amplitude du laser à fibre DFB KOHERAS Basik C15

Plusieurs spectres en fréquence du bruit en amplitude du laser KOHERAS Basik C15 ont été mesurés pour différents courants de pompage dans la diode laser  $I_{DL}$  compris entre 80 et 230mA (Figure 77). Ces spectres ont été mesurés à l'aide d'une photodiode InGaAs munie du préamplificateur associé [EG&G modèle 5188A] et d'un analyseur de spectre RF [Hewlett Packard HP 8591].

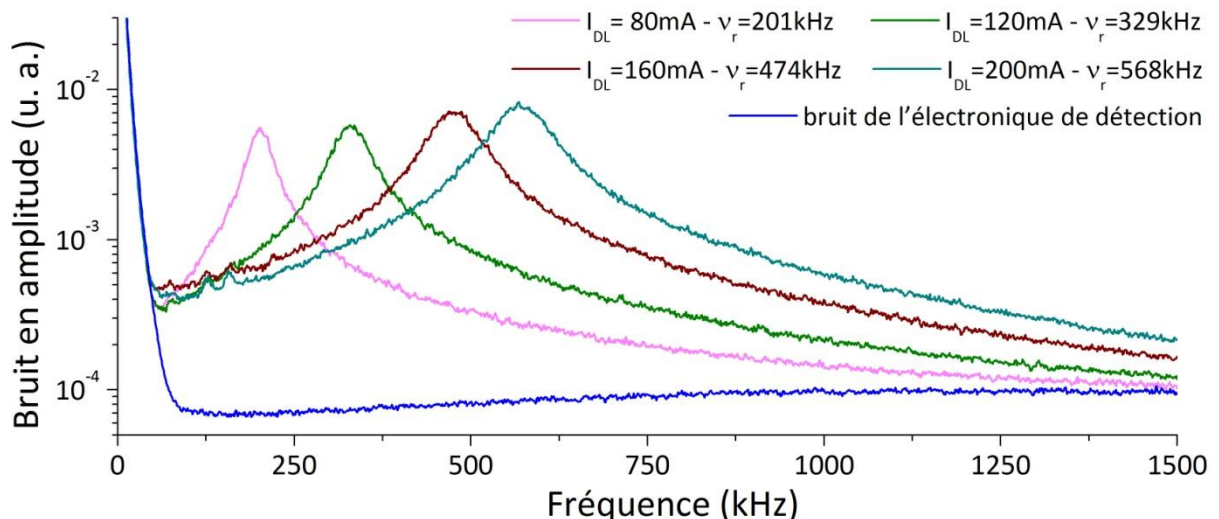


Figure 77 : Spectres en fréquence du bruit en amplitude du laser à fibre DFB pour différents courants appliqués sur la diode laser  $I_{DL}$

Ces spectres sont caractérisés par un pic correspondant à la fréquence des oscillations de relaxation du laser  $\nu_r = \omega_r / 2\pi$  qui s'élargit et se décale vers des fréquences plus élevées au fur et à mesure que le courant de pompage  $I_{DL}$  augmente. Pour le courant de pompage  $I_{DL}=200\text{mA}$  utilisé

usuellement sur le montage SNOM, le laser est caractérisé par une résonance située autour de  $\nu_r=570$  kHz.

En supposant que le bruit en amplitude du laser DFB est identique à la courbe de gain  $\gamma_E(\omega_m)$  (équation [122]), l'amortissement  $\alpha$  et la fréquence des oscillations de relaxation  $\nu_r$  peuvent être ajustées sur chacun des spectres en fréquence mesuré. Un exemple d'ajustement est présenté sur la figure 78a sur le spectre en fréquence du bruit d'amplitude du laser pour  $I_{DL}=100$ mA. Pour cet ajustement, l'échelle en ordonnée a été ramenée suivant une échelle linéaire en amplitude. La courbe ajustée correspond aux valeurs  $\nu_r=252,1\pm 0,1$ kHz et  $\alpha=39,0\pm 0,3$ kHz. La courbe de gain  $\gamma_E(\omega_m)$  s'ajuste bien à la forme du spectre expérimental. Les coefficients de détermination ajusté  $R^2$  sont compris entre 0,993 et 0,996 pour l'ensemble des ajustements. Ainsi, malgré la structure à contre réaction répartie du laser à fibre DFB, la modélisation de la dynamique du laser introduite dans les parties III.4.C et D semble bien adaptée.

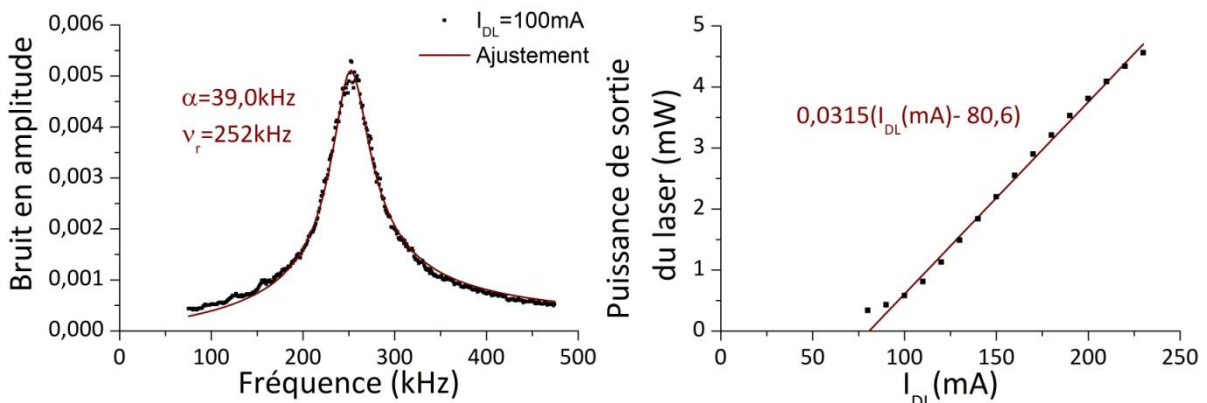


Figure 78 : a) Ajustement sur le spectre en fréquence du bruit d'amplitude du laser pour  $I_{DL}=100$ mA ; b) Evolution de la puissance de sortie du laser avec  $I_{DL}$

A partir des valeurs  $\alpha$  et  $\nu_r$  déduites des ajustements, il est ensuite possible d'étudier l'évolution de  $\alpha$  et  $\nu_r^2$  avec le rapport  $\eta$  entre le taux de pompage  $W_p$  et le taux de pompage au seuil  $W_{ps}$  correspondant aux équations [115]. Le rapport  $\eta$  peut être reformulé sous la forme :

$$\eta = \frac{W_p}{W_{ps}} = \frac{I_{DL} - I_{DL}^{seuil}}{I_{DFB}^{seuil} - I_{DL}^{seuil}} \quad [127]$$

Le courant de seuil de la diode laser  $I_{DL}^{seuil}$  est égal à 16mA (voir annexe XI). Le courant de seuil du laser à fibre DFB  $I_{DFB}^{seuil}$  peut être déterminé en traçant l'évolution de la puissance de sortie du laser\* en fonction du courant appliqué sur la diode laser. Des mesures ont été effectuées avec un wattmètre pour des courants de pompage dans la diode laser  $I_{DL}$  compris entre 80 et 230mA (Figure 78b). En ajustant une courbe linéaire, le courant de seuil  $I_{DFB}^{seuil}$  est déterminé à  $80,6\pm 4,1$  mA avec  $R^2=0,996$ .

Le carré de la fréquence des oscillations de relaxation du laser  $\nu_r^2$  et l'amortissement  $\alpha$  peuvent alors être respectivement tracés en fonction de  $(\eta-1)$  (Figure 79a) et de  $\eta$  (Figure 79b).

\* Le laser à fibre DFB étant directement connecté à un circulateur suivi d'un contrôleur de polarisation (Figure 83), la puissance de sortie du laser a donc été mesurée après le contrôleur de polarisation.

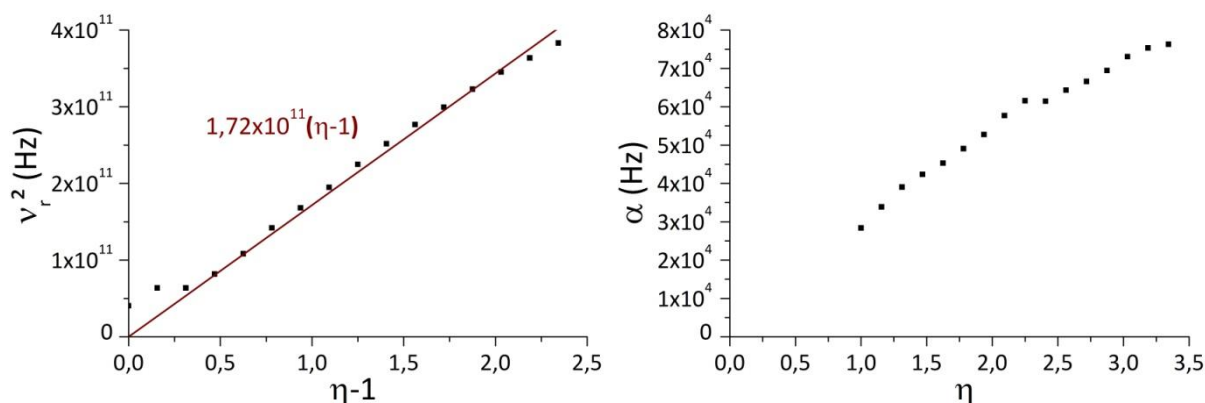


Figure 79 : a) Evolution du carré de la fréquence des oscillations de relaxation  $\nu_r^2$  en fonction de  $I_{DL}$  ; b) Evolution de l'amortissement  $\alpha$  en fonction de  $I_{DL}$

$\nu_r^2$  évolue linéairement avec  $(\eta - 1)$  et passe bien par 0 lorsque  $\eta = 1$  ce qui est en accord avec l'équation [115]. En effectuant un ajustement linéaire, il est possible d'accéder à la pente  $a_{\nu_r^2}$  de la courbe  $\nu_r^2 = f(\eta - 1)$ . L'ajustement conduit à la valeur  $a_{\nu_r^2} = (1,72 \pm 0,03) \cdot 10^{11} \text{Hz}^2$  avec  $R^2 = 0,995$ . L'évolution de  $\alpha$  avec  $\eta$  semble moins linéaire. Un ajustement linéaire conduit à une valeur de l'ordonnée à l'origine positive (ce qui est en contradiction avec l'équation [115]) mais proche de 0 ce qui laisse supposer que  $\gamma_r / W_{ps} \approx 0$ . En faisant alors l'hypothèse  $\gamma_r \ll W_{ps}$ , l'expression de la pente  $a_{\nu_r^2}$  se simplifie en :

$$a_{\nu_r^2} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{2\gamma_r \gamma_c W_{ps}}{W_{ps} - \gamma_r} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{2\gamma_r \gamma_c}{\left(1 - \frac{\gamma_r}{W_{ps}}\right)} \approx \frac{\gamma_r \gamma_c}{2\pi^2}$$

Le laser KOHERAS étant composé d'une fibre en verre phosphate dopé  $\text{Er}^{3+}$ , la durée de vie radiative du niveau émetteur  $^4I_{13/2}$  de l' $\text{Er}^{3+}$  est de l'ordre de  $8 \text{ms}^*$  et le taux de relaxation de l'inversion de population correspondant vaut  $\gamma_r = 125 \text{s}^{-1}$ . Il est possible d'en déduire le taux d'extinction des photons dans la cavité vide  $\gamma_c = 2,72 \cdot 10^{10} \text{s}^{-1}$  qui correspond à un temps de vie du photon dans la cavité  $\tau_c = 36,8 \text{ps}$ . Cette valeur très faible est proche des durées de vie de photons dans les lasers à semi-conducteur. La modélisation ne semble donc pas complètement adaptée au cas des lasers à fibre DFB. La structure à contre réaction répartie semble intervenir dans la dynamique du laser et nécessiterait d'être prise en compte dans la modélisation dans une étude plus poussée.

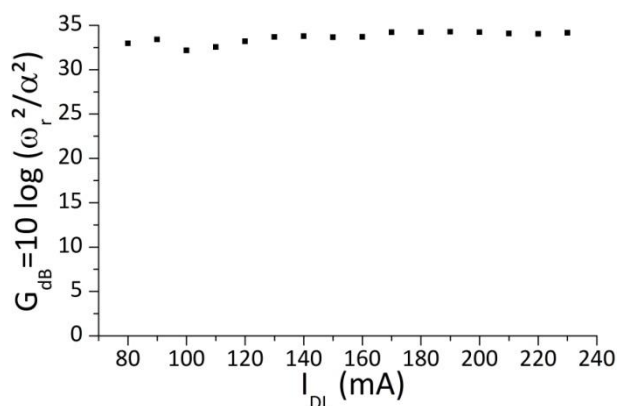


Figure 80 : Evolution du gain (en dB)  $G_{dB}$  en fonction du courant  $I_{DL}$

\* <http://www.kigre.com/files/qxdata.pdf>

Enfin, l'évolution du gain en amplitude  $G$  (équation [124]) en fonction du courant  $I_{DL}$  permet de montrer que  $G$  reste relativement constant quelque soit  $I_{DL}$  et est environ égal à 32,5dB. En comparaison de lasers plus classiques de type Fabry-Pérot, en particulier des mini ou micro-lasers avec une longueur de cavité  $< 1\text{cm}$ , le pic de résonance des oscillations de relaxation du laser à fibre DFB est plus aplatie ce qui aboutit en pratique à un gain plus faible que celui obtenu avec des microlasers (jusqu'à 50-60dB)<sup>152</sup>.

### G. Vérification expérimentale des propriétés en détection par rétro-injection laser hétérodyne

Pour montrer l'intérêt de la détection hétérodyne effectuée par rétro-injection laser, trois configurations de montage ont été testées (Figure 81). Dans chacune de ces configurations, le laser à fibre DFB est pompé par la diode laser InGaAs fonctionnant avec un courant injecté  $I_{DL}=200\text{mA}$ . La sortie du laser à fibre DFB est directement connectée à un circulateur suivi d'un contrôleur de polarisation. La détection optique a été effectuée soit en direct (a) où le signal est élevé\* ( $\approx 3\text{mW}$  en sortie du polariseur), soit en configuration de Kretschmann-Raether (b) où le signal prélevé par la pointe est très faible ( $\approx \text{pW}$ ) et représentatif du signal à détecter en SNOM.

Dans la configuration (a), le signal optique sortant du polariseur est directement envoyé sur une paire de modulateurs acousto-optiques fibrés (voir §III.4.E.a) alimentés par un synthétiseur de fréquence à deux voies [IntraAction DFE-804A]. Dans cette première configuration, la modulation imposée sur le signal optique est une modulation en amplitude AM. Pour cela, un signal sinusoïdal de fréquence  $\nu_{AM}$  est appliqué sur l'une des entrées analogiques de modulation du synthétiseur IntraAction DFE-804A à l'aide d'un générateur basse fréquence [Agilent 33250A]. Le signal optique ainsi modulé en amplitude est ensuite détecté sur la photodiode InGaAs. Le signal électrique en sortie du détecteur est envoyé sur un analyseur de spectre RF. Plusieurs spectres en amplitude ont été enregistrés pour différentes fréquences de modulation AM (entre  $\nu_{AM}=300\text{kHz}$  et  $1\text{MHz}$ ) situées de part et d'autre du pic des oscillations de relaxation du laser  $\nu_r=570\text{kHz}$ . Pour chacune de ces fréquences de modulation AM, un pic d'amplitude constante à  $\nu_m=\nu_{AM}$  apparaît. Proche de la fréquence des oscillations de relaxation, le pic se retrouve alors noyé dans le bruit du laser, ce qui gêne la détection.

Dans la configuration (b), le signal prélevé par la micro-pointe fibrée est trop faible et ne permet pas d'être détecté directement avec une simple modulation AM.

Une configuration hétérodyne basée sur un interféromètre Mach-Zehnder permet d'accroître la sensibilité de détection. Dans les configurations (c) et (d), une fibre optique est ajoutée entre le contrôleur de polarisation et la photodiode de détection, constituant le deuxième bras de référence de l'interféromètre. La paire d'AOM est alors utilisée pour décaler en fréquence optique  $\nu_{FS}$  le signal collecté par la pointe (§III.4.E.a). La recombinaison des deux bras sur la voie de sortie se traduit par un battement donc une modulation du flux lumineux détecté à  $\nu_m=\nu_{FS}$ . Cette configuration – contrairement à la détection classique (b) – permet d'accéder au signal collecté par la micro-pointe grâce au gain de la détection hétérodyne. Néanmoins, le pic se retrouve à nouveau noyé dans le bruit du laser à proximité des oscillations de relaxation. Dans le cas de la détection directe, le signal a dû être atténué pour éviter la saturation. C'est pourquoi l'amplitude des pics sur la liaison directe apparaît plus faible qu'avec la détection réalisée sur le champ évanescent.

\* Le signal de 3mW n'est cependant pas envoyé directement mais atténué pour éviter la saturation.

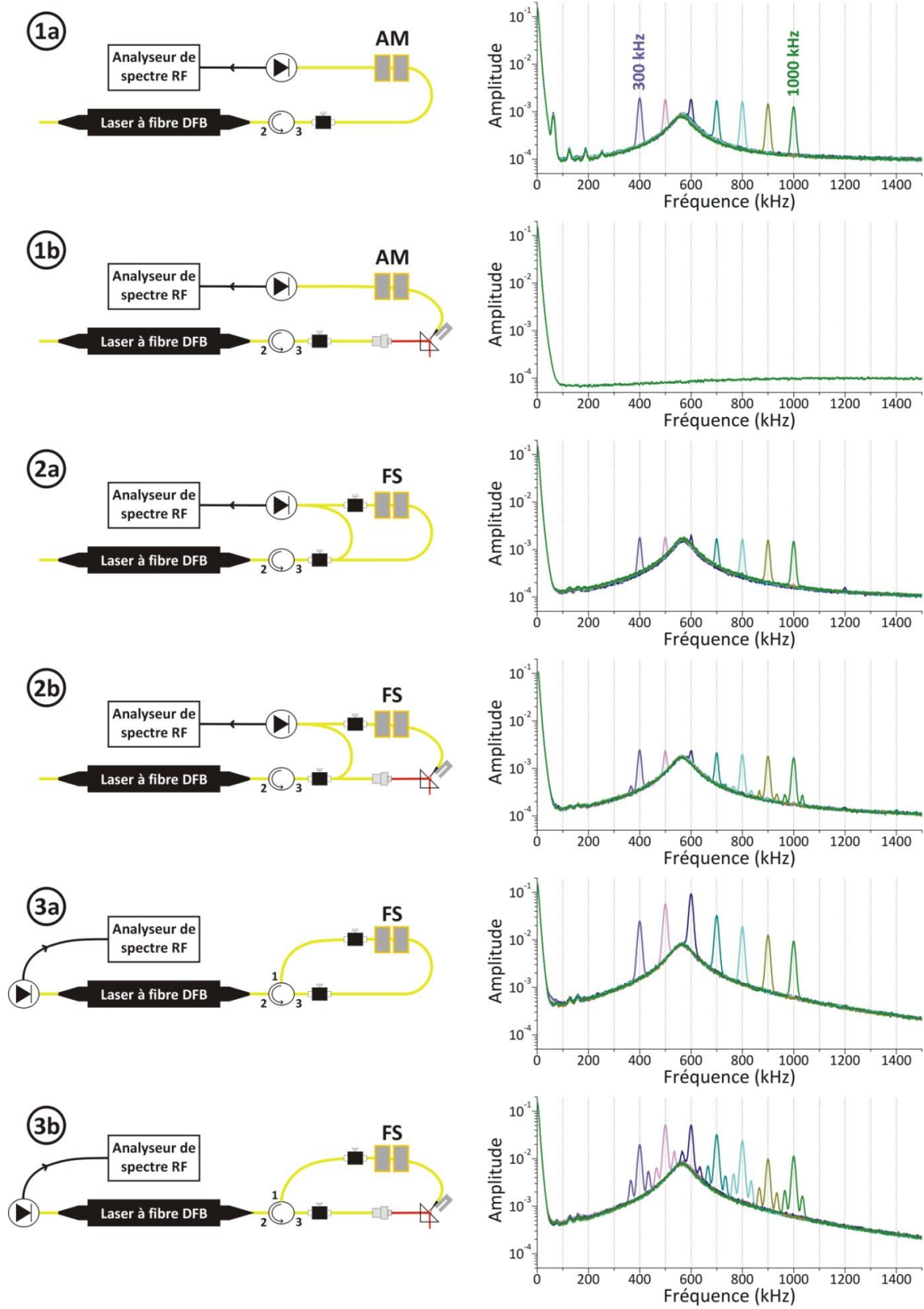


Figure 81 : Superposition des spectres en amplitude du bruit du laser et du signal de détection pour différentes fréquences de modulation (AM pour 1a,1b et FS\* pour 2a,2b,3a et 3b comprises entre 300kHz et 1MHz

\* Frequency Shift

Les configurations ③ et ③ correspondent à la détection hétérodyne effectuée par rétro-injection laser. En particulier, la configuration ③ correspond à la configuration de détection mise en place sur le montage SNOM. Dans cette configuration, le signal optique en sortie de la paire d'AOM est renvoyé dans le laser à l'aide du circulateur. Une petite partie du signal laser émis sous la forme d'une fuite vers l'arrière du DFB est détecté sur la photodiode InGaAs. Le signal électrique obtenu est envoyé sur l'analyseur de spectre afin de caractériser le comportement dynamique du laser soumis à cette rétro-injection hétérodyne. Dans cette configuration spécifique, la détection profite d'une amplification liée à la dynamique d'oscillation du laser de classe B et l'amplitude signal augmente lorsque la fréquence de décalage  $\nu_{FS}$  se rapproche de  $\nu_r$ . A la différence de la configuration ② où quelque soit le choix de la fréquence de décalage, l'amplitude de détection reste constante, la configuration ③ permet de tirer profit du pic des oscillations de relaxation du laser en choisissant une fréquence de décalage proche de  $\nu_r$ .

Dans le cas de la configuration de KR, des bandes latérales doubles sont présentes de part et d'autre du pic de battement (voir zoom sur la figure 82 en configuration ② et ③). La présence de ces bandes latérales décalées de  $\pm 34\text{kHz}$  par rapport à  $\nu_m = \nu_{FS}$  est directement liée à la vibration mécanique du diapason pour réaliser l'asservissement de position de la pointe. Leur amplitude est suffisamment faible pour ne pas constituer une perte trop importante sur le signal optique à  $\nu_m = \nu_{FS}$  qui sera utilisé dans le montage SNOM pour obtenir l'image en champ proche.

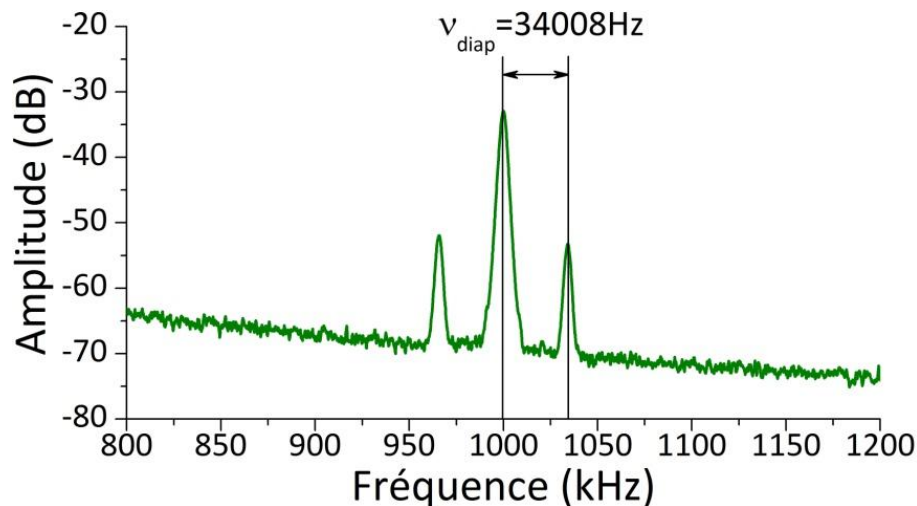


Figure 82 : Spectre en amplitude du bruit du laser et du signal de détection pour une fréquence de modulation FS de 1MHz

## 5. Présentation de l'ensemble du montage et du matériel utilisé

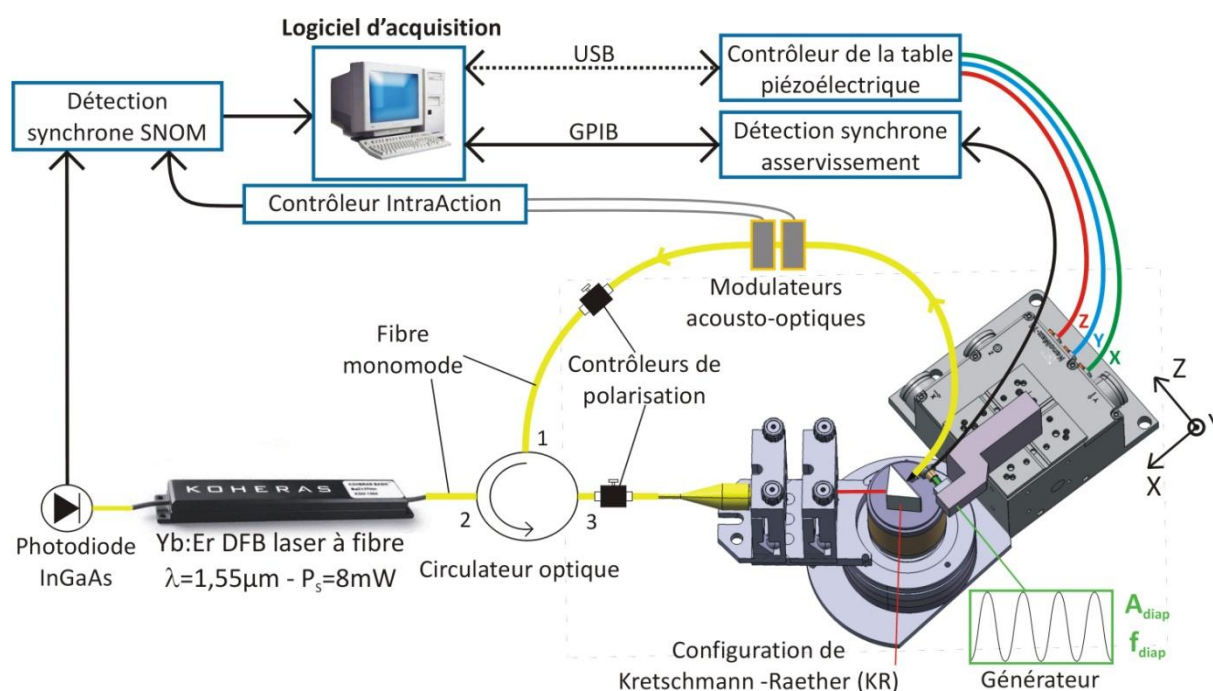


Figure 83 : Montage SNOM en rétro-injection optique

Le montage SNOM par rétro-injection optique se compose principalement de trois parties (Figure 83) :

- 1) la boucle optique (en jaune) constituant le système de détection en champ proche par rétro-injection laser fonctionnant en PSTM ;
- 2) le dispositif d'injection de lumière dans les composants plasmoniques permettant de réaliser l'accord de phase ;
- 3) le système d'asservissement de position mécanique par détection des forces de cisaillement « shear-force » à l'aide d'un diapason en quartz.

L'ensemble du montage repose sur un banc optique antivibratoire pour limiter l'influence des vibrations mécaniques.

La boucle optique est entièrement fibrée ce qui rend le montage plus flexible et plus robuste. En effet, cela permet de déplacer, d'ajouter ou de retirer des éléments fibrés aisément le long de la boucle optique sans difficulté d'alignement. Elle comprend :

- le laser à fibre DFB dopé Erbium [Koheras Basik C15], pompé optiquement par une diode laser fibrée InGaAs\* [SDLO-2564-125-CN] ;
- un circulateur optique utilisé pour coupler sélectivement la lumière en sortie du laser vers le dispositif d'injection (voie 2 → voie 3) puis pour rétro-injecter la lumière collectée par la micro-pointe et décalée en fréquence optique vers le laser (voie 1 → voie 2) ;
- une lentille de collimation ou de focalisation en sortie de la voie 3 avec ajustement angulaire par table de rotation micrométrique ;

\* La diode laser de pompage fibrée n'a pas été ajoutée sur la représentation schématique du montage par soucis de clarté. Elle est connectée via un isolateur suivi d'un multiplexeur 980/1550 par l'arrière du laser DFB Koheras.



- la micro-pointe fibrée fabriquée par technique de fusion-étirage (§III.3.B), qui a été préalablement collée sur le diapason en quartz (§III.3.A).
- le système de décalage de fréquence optique en BLU constitué soit par une paire d'AOM [Gooch&Housego M080-2J-F2S] alimentés par un générateur [IntraAction DFE-804A] (voir §III.4.E.a), soit par un modulateur de phase intégré [Avanex IM-10-P] (voir §III.4.E.a);
- deux contrôleurs de polarisation distribués respectivement sur la voie d'injection (voie 3) pour contrôler l'état de polarisation TM et sur la voie de retour (voie 1) afin de réinjecter la lumière collectée vers le circulateur suivant l'état propre de polarisation du laser ;
- une photodiode InGaAs connectée en FC/PC munie de son pré-amplificateur à gain ajustable [EG&G modèle 5188 A] qui permet de mesurer la perturbation dynamique sur la fuite optique à l'arrière du laser. Le signal optique mesuré est ensuite démodulé par la détection synchrone [Stanford Research Systems SR 844]. Cette détection synchrone SNOM est référencée sur le signal de décalage de fréquence obtenu par les AOM (ou par le modulateur de phase) et donne accès à l'amplitude et à la phase du signal optique initialement collecté par la micro-pointe fibrée.

Le couplage du SPP est réalisé en configuration de Kretschmann-Raether. Le prisme est fixé au centre d'une platine de rotation micrométrique supportant l'optique de collimation du faisceau laser. De cette façon, l'angle d'incidence peut être ajusté précisément égal à l'angle de résonance du plasmon-polariton de surface. Le substrat, sur lequel les structures plasmoniques ont été réalisées par lithographie électronique (§IV.1), est fixé sur le prisme à l'aide d'un liquide à adaptation d'indice Norland<sup>160</sup> [Norland Index Matching Liquid IML150].

Une fois la lumière incidente couplée sous forme d'un SPP sur l'objet étudié, le programme de pilotage LabVIEW est mis en route. L'organigramme et une face-avant de l'Interface Homme-Machine (IHM) sont respectivement présentés sur la Figure 84 et dans l'annexe IX (figure 134).

La première étape est une étape d'initialisation permettant de vérifier et d'initialiser les appareils nécessaires au bon fonctionnement du montage SNOM. Ces appareils instrumentaux, connectés au PC d'acquisition, sont constitués de :

- la détection synchrone SNOM [Stanford Research Systems SR 844] reliée au PC par GPIB ;
- la détection synchrone shear-force [Stanford Research Systems SR810] également reliée par GPIB ;
- la caméra [CMOS DCC1645C] reliée par câble USB;
- le contrôleur [THORLABS BPC 203] des actionneurs piézoélectriques de la table de translation 3 axes [THORLABS NanoMAX 300] reliée par câble USB;
- le générateur basse fréquence GBF [HP Agilent 33120A] reliée par GPIB.

L'amplitude  $V_{\text{diap}}$  et la fréquence  $f_{\text{diap}}$  du signal d'excitation mécanique du diapason sont également paramétrées sur le GBF lors de cette étape.

L'étape d'initialisation terminée, la micro-pointe fibrée est positionnée en  $(X_0, Y_0, Z_0)$ . Elle peut ensuite être déplacée manuellement au dessus de la structure plasmonique d'intérêt en utilisant les trois vis micrométriques (X, Y et Z) de la table de translation en s'aidant de l'assistance vidéo procurée par la caméra munie d'un objectif macro. L'image vidéo permet de se localiser entre 5 et 20 $\mu\text{m}$  au-dessus de l'échantillon (voir §III.3.C).

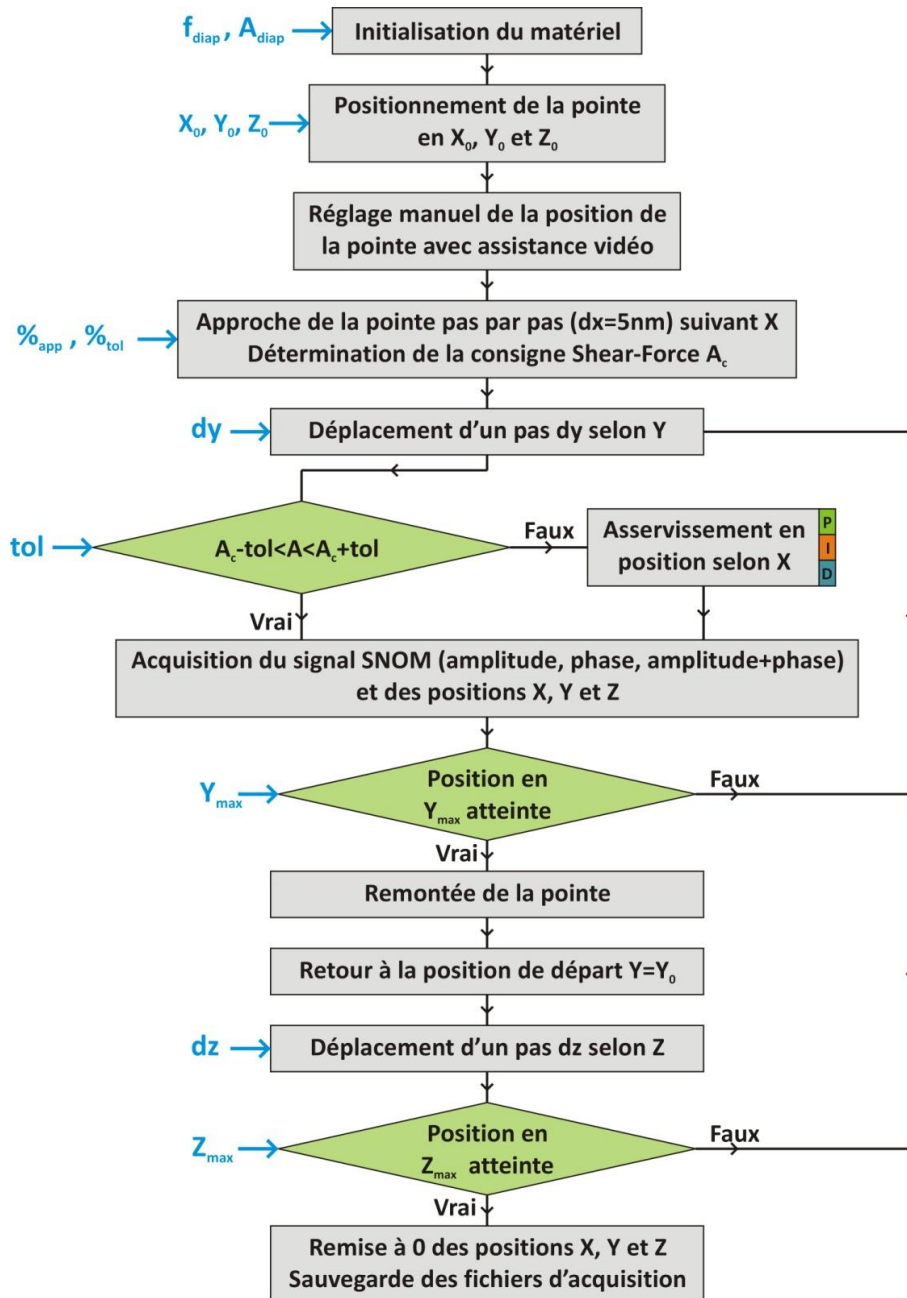


Figure 84 : Organigramme du fonctionnement du programme LabVIEW

La phase d'approche automatisée est ensuite engagée. Les trois actionneurs piézoélectriques internes de la table de translation permettent d'effectuer des déplacements fins suivant les directions X, Y et Z (avec une résolution de 5nm en fonctionnement en boucle fermée) mais sur une plage beaucoup plus faible (20µm) que celle des vis micrométriques (4mm). Au cours de cette phase d'approche, la commande de table piézoélectrique déplace la pointe par pas successif de 5nm vers la surface de l'échantillon. Après chaque déplacement élémentaire, la détection synchrone shear-force, référencée sur le signal d'excitation appliqué sur la cale vibrante et reliée par port GPIB au PC d'acquisition, permet de mesurer le signal  $A=R\cos\theta$ . A est comparé à la valeur de consigne  $A_c \pm tol$  où  $A_c = \%_{app} \times A_i$  et  $tol = \%_{tol} \times A_i$  sont calculés à partir des pourcentages  $\%_{app}$  et  $\%_{tol}$  fournis par l'utilisateur et multipliés par la valeur de A initiale mesurée en  $(X_0, Y_0, Z_0)$ .

La phase d'approche terminée, le balayage point par point commence en suivant la plage de balayage en Y  $(Y_0, Y_{max})$  et Z  $(Z_0, Z_{max})$  avec les pas d'échantillonnage dy et dz fournis par l'utilisateur. A

chaque pas  $dy$ , la distance entre la pointe et la surface est maintenue constante suivant  $X$  en comparant systématiquement le signal  $A$  fourni par le diapason avec la valeur de consigne  $A_c$ . La régulation de position en  $X$  est réalisée par un correcteur PID numérique utilisé comme système de contrôle-commande en boucle fermée. La pointe est avancée ou reculée jusqu'à ce que le signal fourni par le diapason atteigne la valeur de consigne  $A_c \pm \text{tol}$ .

Les positions  $(X,Y,Z)$  ainsi que l'amplitude et la phase du signal optique mesurées par la détection synchrone SNOM sont enregistrées après stabilisation de l'asservissement en  $X$ . Une fois arrivée en  $Y_{\text{max}}$ , la micro-pointe est remontée de  $1 \mu\text{m}$  suivant  $X$  au dessus du point le plus haut du scan en  $Y$  précédent, replacée en  $Y_0$ , décalée d'un pas  $dz$  selon  $Z$  puis ré-asservie. Les profils effectués (positions, amplitude et phase) sont affichés sous la forme de graphes 3D au fur et à mesure du balayage (voir Annexe IX). Enfin, lorsque la micro-pointe arrive en  $(Y_{\text{max}}, Z_{\text{max}})$ , les fichiers d'acquisition sont enregistrés.

De manière à tester l'asservissement de position en  $X$ , des images topographiques ont été effectuées sur des réseaux de calibrage. Sur la figure 85 est représenté un relevé topographique sur un réseau de calibrage NTMDT TGQ1 composé de plots de  $22\text{nm}$  d'épaisseur et espacés avec une période de  $3\mu\text{m}$  dans les directions  $Y$  et  $Z$ . La micro-pointe SNOM a été balayée sur une surface de  $20\mu\text{m}$  selon  $Y$  et  $Z$  avec des pas  $dy=dz=300\text{nm}$  soit environ 4500 points d'acquisition. La résolution de l'image topographique est limitée principalement par la table de translation piézoélectrique ( $<5\text{nm}$ ) mais permet de distinguer très clairement les plots de  $22\text{nm}$ . L'asservissement de position est donc parfaitement adaptée à l'étude de structures plasmoniques telles que des bandes métalliques d'or dont l'épaisseur est généralement comprise entre 25 et  $60\text{nm}$  (voir §IV.2).

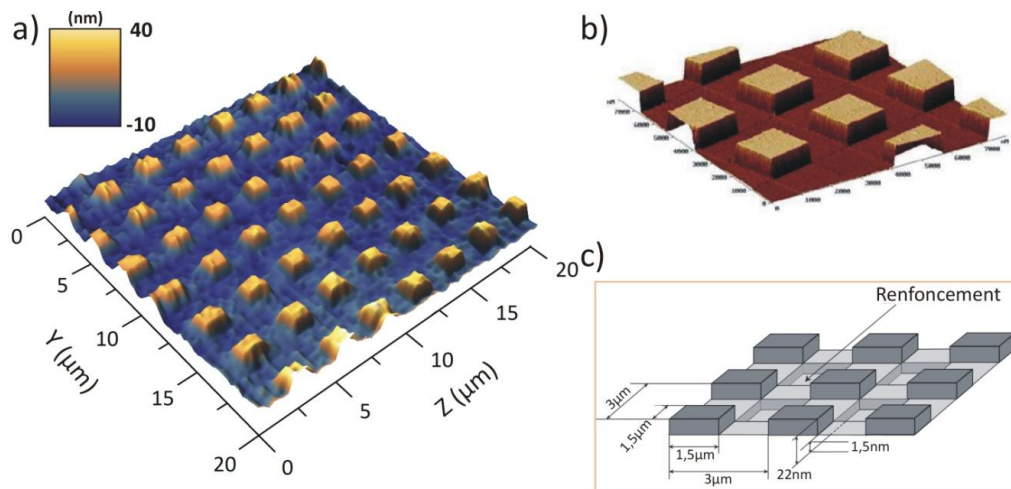


Figure 85 : a) Topographie de surface du réseau de calibrage TGQ1 obtenue avec le montage SNOM ; b) Topographie de surface du réseau de calibrage TGQ1 obtenue par AFM ; c) Dimensions du réseau de calibrage TGQ1

Un test simple a également été réalisé afin de vérifier la résolution optique de l'image SNOM obtenue avec une pointe fabriquée par fusion-étirage (III.3.B). Pour cela, un champ évanescent obtenu par réflexion totale à la surface de l'hypoténuse d'un prisme a été structuré artificiellement (Figure 86a) en ajoutant un miroir sur le trajet du faisceau réfléchi. De cette façon, les deux ondes évanescentes colinéaires mais contra-propagatives ainsi obtenues interfèrent et génèrent un champ évanescent structuré avec une modulation spatiale de période  $\lambda/2=775\text{nm}$  dans la direction  $Z$ . Un balayage suivant  $Z=0-20\mu\text{m}$  et suivant  $Y=0-15\mu\text{m}$  (Figure 86b) a été effectué avec des pas spatiaux  $dz=37,5\text{nm}$  et  $dy=500\text{nm}$ , soit 16000 points d'acquisition. Le contraste très élevé des franges d'interférence (voir un profil présenté sur la figure 86c) confirme que la pointe SNOM permet l'acquisition d'images en champ proche avec une résolution nettement inférieure à la moitié de la

longueur d'onde (ce qui correspond à la période des franges d'interférence enregistrées mais également à la limite de résolution imposée par le critère de Rayleigh dans un système d'imagerie classique). Les franges se décalent très légèrement au cours du balayage en Y à cause des fluctuations thermiques. Pour éviter ces dérives thermiques très gênantes pour les mesures en champ proche, l'ensemble du montage est entouré d'une boîte en plexiglas. Il est enfin généralement nécessaire de laisser le montage se stabiliser thermiquement pendant une dizaine de minutes au moins après avoir manipulé les éléments avant de lancer une acquisition.

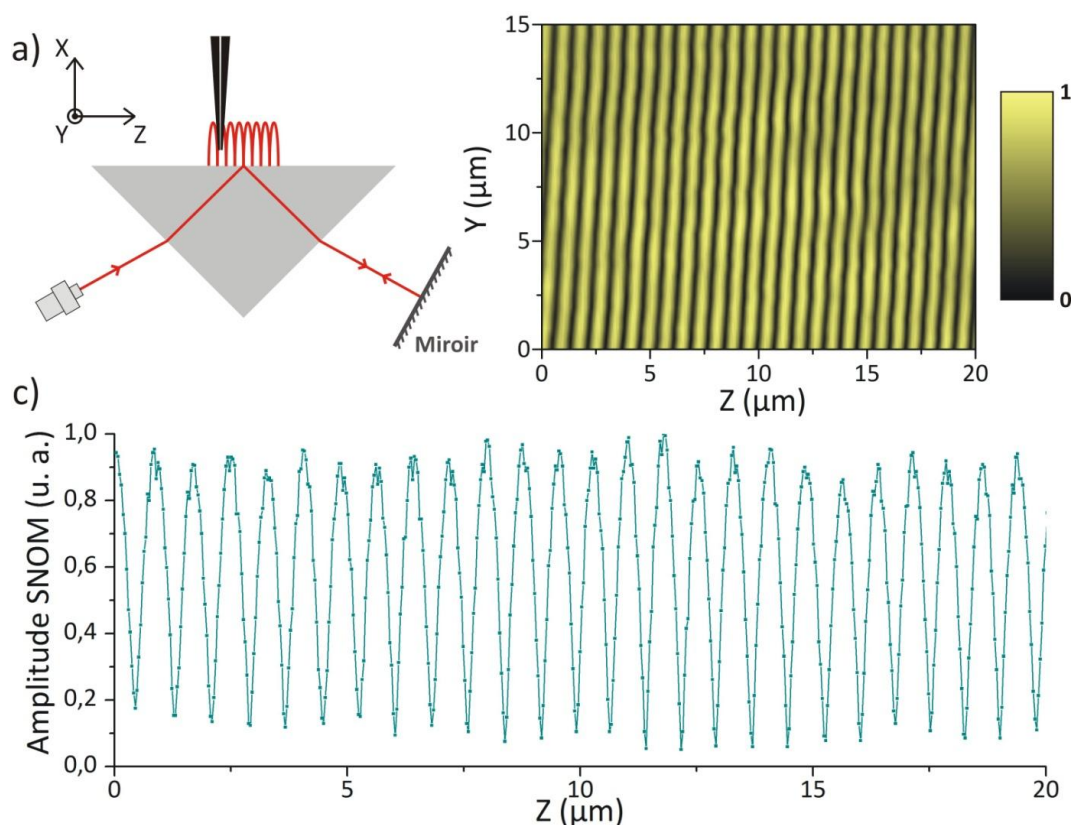


Figure 86 : a) Principe du montage utilisé pour générer artificiellement un champ évanescent structuré en réflexion totale sur un prisme ; b) Cartographie de l'image SNOM en amplitude de champ; c) Profil extrait dans la direction Z de l'image SNOM en amplitude

Plusieurs balayages équivalents ont été reproduits dans les configurations ② et ③ (Figure 81) aux fréquences de décalage  $\nu_m=600\text{kHz}$  et  $1000\text{kHz}$ . Des cartographies de l'amplitude SNOM identiques à celle présentée sur la figure 86b ont été obtenues. Dans le cas de la configuration ②, le choix de la fréquence de décalage  $\nu_m$  ne modifie pas l'amplitude de champ mesuré, néanmoins lorsque  $\nu_m$  est proche de la fréquence des oscillations de relaxation du laser  $\nu_r$ , le pic dû à la rétro-injection peut devenir inférieur au bruit du laser. Dans la configuration ③ à la fréquence de décalage  $\nu_m=1000\text{kHz}$ , l'amplitude de champ est environ 10 fois plus élevée que dans la configuration ② avec un meilleur rapport signal sur bruit. Il est possible de tirer profit du pic des oscillations de relaxation du laser en choisissant  $\nu_m$  proche de  $\nu_r$ . Par exemple, en se plaçant à  $\nu_m=600\text{kHz}$ , l'amplitude de champ est multipliée à nouveau par un facteur 10. La technique LOFI permet donc d'accroître considérablement la sensibilité de détection du SNOM et se trouve donc être parfaitement adaptée à la détection d'un très faible flux lumineux collecté par la micro-pointe fibrée.



## CHAPITRE IV : Résultats expérimentaux

---

<b>1. FABRICATION DE STRUCTURES PLASMONIQUES PAR LITHOGRAPHIE ELECTRONIQUE.....</b>	<b>125</b>
A. INTRODUCTION A LA LITHOGRAPHIE ELECTRONIQUE.....	125
B. DEPOT DU METAL PAR PULVERISATION CATHODIQUE (SPUTTERING).....	129
C. PREPARATION DU MASQUE NUMERIQUE .....	130
D. DETERMINATION DE LA DOSE .....	131
E. ETAPES DE FABRICATION DE STRUCTURES PLASMONIQUES PAR LFE .....	132
<b>2. CARACTERISATION EXPERIMENTALE EN CHAMP PROCHE OPTIQUE DE BANDES D'OR POUR LE GUIDAGE DE SPP ET COMPARAISON AVEC LES CALCULS NUMERIQUES.....</b>	<b>136</b>
A. REGLAGES MANUELS PRELIMINAIRES .....	136
B. ETUDE DE LA BANDE D'OR DE LARGEUR 5 $\mu$ M.....	137
C. EVOLUTION DE LA LONGUEUR DE PROPAGATION EN FONCTION DE LA LARGEUR DE LA BANDE D'OR.....	140
D. IMAGERIE EN CHAMP PROCHE DE FONCTIONNALITES OPTIQUES SIMPLES .....	142
<b>3. CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE GUIDES D'ONDE DLSP .....</b>	<b>145</b>
A. PRESENTATION DE LA PREMIERE SERIE DE GUIDES D'ONDE DLSP .....	145
B. GENERATION D'UN SPP EN CONFIGURATION 1 .....	145
C. GENERATION DU SPP EN CONFIGURATION 2 .....	150
D. PREMIERE TENTATIVE DE COUPLAGE DU MODE TM00 EN CONFIGURATION DE KR.....	153
E. GENERATION DU MODE TM00 EN CONFIGURATION DE KR AVEC UN SUBSTRAT ET UN PRISME A HAUT-INDICE .....	155



Dans ce quatrième chapitre sont présentées les structures plasmoniques qui ont été fabriquées puis caractérisées expérimentalement pendant ces travaux de thèse. Deux catégories de motifs plasmoniques ont été étudiées expérimentalement : des simples bandes métalliques d'or et des structures plus complexes de type DLSPP.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à une présentation des différents moyens technologiques utilisés pour fabriquer les composants plasmoniques en salle blanche. Les différentes étapes de fabrication comprennent :

- une étape de dépôt des couches métalliques (couche d'accrochage et couche de métal supportant le SPP) par pulvérisation cathodique sur un substrat de silice ou de MgO ;
- des étapes de lithographie par faisceau d'électrons (LFE ou lithographie électronique) permettant la nanostructuration d'une résine polymère déposée sur la surface de la couche métallique ;
- une étape de gravure ionique afin de supprimer une partie du métal après l'étape de lithographie dans le cas spécifique des simples bandes métalliques.

La deuxième partie de ce chapitre portera sur l'étude expérimentale des propriétés optiques des structures plasmoniques à l'aide du montage de microscopie en champ proche optique présenté dans le chapitre III. Elle débutera par une présentation des différentes étapes nécessaires à la mise en place de l'échantillon sur le montage. Elle sera complétée par les réglages préliminaires nécessaires afin de coupler efficacement la lumière incidente dans le mode à fuite en configuration de Kretschmann-Raether. Plusieurs structures plasmoniques constituées par une bande métallique d'or seront caractérisées expérimentalement avec le SNOM et des comparaisons seront systématiquement effectuées avec les simulations numériques introduites dans les chapitres I et II de ce manuscrit.

Dans la troisième partie de ce chapitre, plusieurs séries de guides d'onde DLSPP seront étudiées sur lesquels différents modes propres de guidage ont pu être observés en configuration de KR.

### 1. Fabrication de structures plasmoniques par lithographie électronique

#### A. Introduction à la lithographie électronique

Le procédé de lithographie utilisé en microélectronique et dans les technologies de nano-fabrication consiste à reproduire un motif prédéfini sur la surface d'un échantillon recouvert par une résine polymérisable. Cette reproduction s'effectue avec un facteur d'échelle ajustable permettant de fabriquer des objets avec des dimensions micrométriques ou sub-micrométriques adaptées. Dans ce but, une épaisseur homogène de résine polymérisable doit être préalablement déposée à l'aide d'une centrifugeuse sur l'échantillon (voir figure 87 - étape B). De l'énergie doit ensuite être déposée dans la résine par un faisceau lumineux UV (photolithographie) ou par un faisceau d'électrons (LFE). En fonction du motif défini, seules certaines zones de la résine seront exposées (figure 87 - étape C) au rayonnement.

Il existe deux catégories de résines. Dans le cas des résines dites « positives » (figure 87 – ligne 1 et 2), l'énergie apportée brise les chaînes de polymère et la zone soumise au rayonnement optique ou électronique (étape C) devient soluble dans un bain de développement (étape D). Les parties non exposées restent sur la surface tandis que les parties exposées sont supprimées après l'étape de développement. Dans le cas des résines dites « négatives » (figure 87 – lignes 3 et 4), l'énergie



apportée durcit la résine (formation de liaisons entre les chaînes de polymères - réaction de réticulation). La zone durcie reste après l'étape de développement tandis que les parties non exposées sont supprimées.

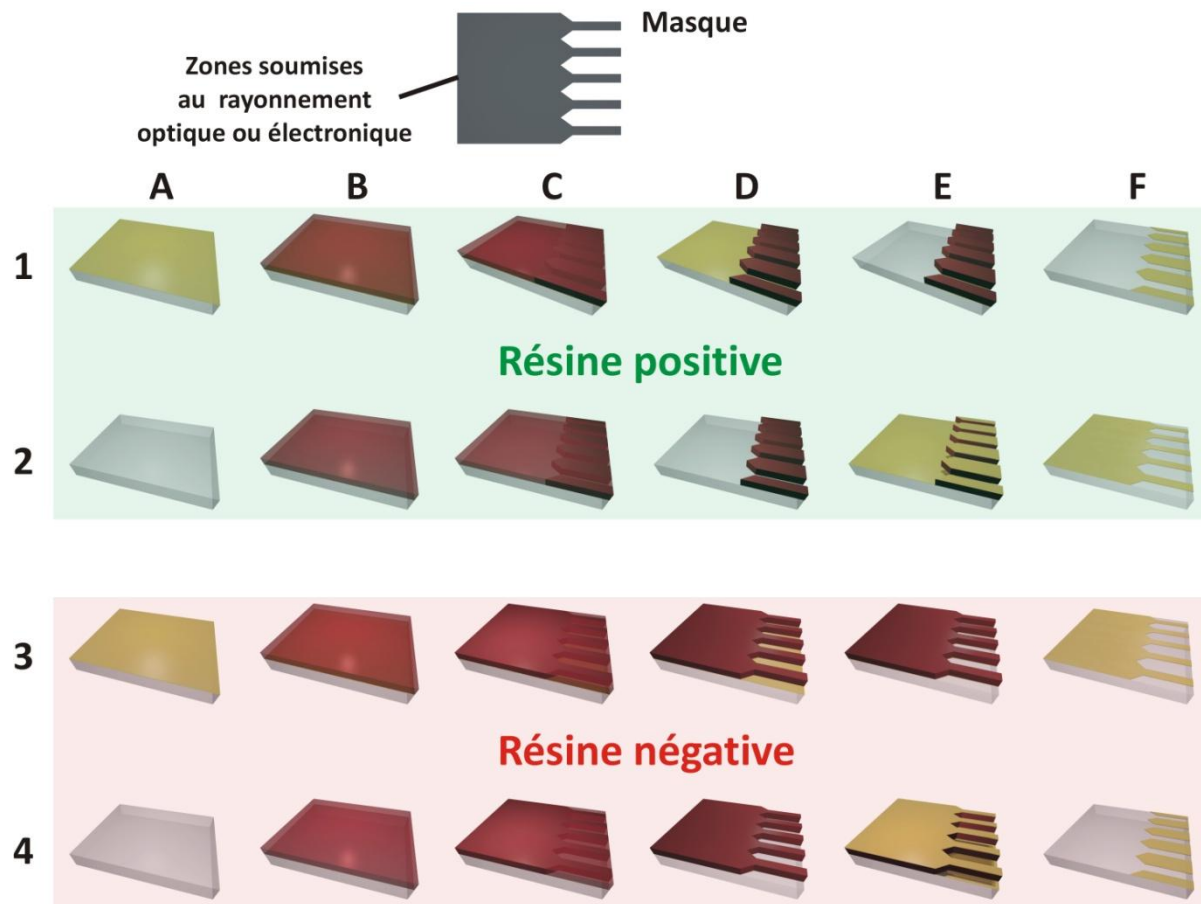


Figure 87 : Etapes de lithographie électronique pour : 1) un processus de type gravure avec une résine positive ; 2) un processus de type lift-off avec une résine positive ; 3) un processus de type gravure avec une résine négative ; 4) un processus de type lift-off avec une résine négative

L'étape E peut être soit une étape de dépôt métallique pour former le motif par un procédé Lift-Off (figure 87 – lignes 2 et 4), soit une étape de gravure (ionique ou chimique) qui permet d'attaquer les zones non protégées par la résine (figure 87 – lignes 1 et 3). La gravure est généralement utilisée lorsque l'étape de dépôt métallique est effectuée préalablement au processus de lithographie. Dans le cas où l'étape E est une étape de dépôt métallique, après le retrait de la résine, la (ou les) nouvelle(s) couche(s) métalliques déposée(s) seront présentes uniquement dans les zones où la résine était absente. On distingue ainsi le processus de « gravure » du processus « lift-off ». Dans la suite de ces travaux de thèse, seul le processus 3 a été utilisé.

Dans le cas de la photolithographie, un masque de chrome sur un substrat en silice est utilisé comme motif de référence. Ce masque est éclairé par un rayonnement lumineux UV en plaçant le masque juste au dessus de la résine ou bien en imageant ce masque sur la résine par une optique. Dans ce dernier cas, cela permet d'ajuster la dimension de la zone insolée par rapport à la taille du masque. L'inconvénient de cette technique de photolithographie est que chaque motif nécessite de faire fabriquer un masque spécifique. Cette technique collective sur l'ensemble de la surface insolée est bien adaptée pour la production industrielle de composants. Par contre, elle entraîne une complexité et un coût peu adapté pour du prototypage ou de la recherche. L'idée de remplacer un faisceau lumineux UV par le faisceau d'électrons d'un microscope électronique à balayage (MEB) a

été proposée dès le début des années 1960 peu de temps après l'apparition des premiers microscopes électroniques. Elle a permis de réduire les dimensions des composants des circuits intégrés qui étaient alors limitées en taille par la longueur d'onde des sources lumineuses utilisées en photolithographie en raison des effets de diffraction optique sur le masque. La LFE est depuis devenue un outil standard dans les études de prototypage des nanotechnologies. Bien que les MEB permettent de former des spots électroniques de quelques nm de diamètre, la résolution sera limitée par l'élargissement du faisceau électronique dans la résine du fait des interactions électron-matière. La LFE présente l'inconvénient d'être un procédé relativement long. En effet, en comparaison de la photolithographie où l'intégralité de la surface est impressionnée simultanément au travers du masque, le spot formé sur la résine par le faisceau d'électrons du MEB doit être balayé point par point dans l'ensemble des zones à structurer.

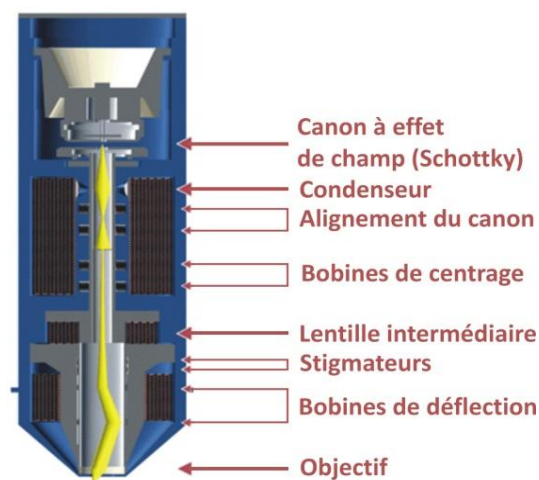


Figure 88 : Schéma de la colonne MEB

Les électrons sont produits puis accélérés par un canon à électrons. Ils traversent la colonne du microscope, maintenue sous vide secondaire ( $\approx 10^{-6}$  mbar) pour éviter la diffusion des électrons, jusqu'à atteindre l'échantillon. La colonne (Figure 88) est constituée d'électro-aimants jouant le rôle de lentilles électromagnétiques qui permettent de focaliser et de déplacer le faisceau sur la surface de l'échantillon ainsi que de corriger les effets d'aberrations (aberrations chromatiques et sphériques, astigmatisme). La colonne d'un MEB destinée à la lithographie intègre un obturateur appelé beam-blanker (non représenté sur la figure 88) qui permet d'occulter le faisceau lors du déplacement d'une partie du motif vers une autre permettant ainsi d'éviter l'exposition accidentelle de la résine. La colonne comprend aussi des bobines de déflexion qui permettent de balayer le faisceau arbitrairement sur la surface de l'échantillon (et non pas ligne par ligne comme pour un MEB conventionnel). Sur les MEB actuels, l'ensemble de la colonne du microscope est piloté par ordinateur. Le trajet adopté par le faisceau lors du balayage est déterminé à partir d'un « masque numérique » édité directement par ordinateur. La durée du balayage dépendra entre autres de la surface à parcourir par le faisceau et de l'énergie à déposer dans la résine. Elle peut s'étendre de quelques minutes à plusieurs heures pour des motifs répartis sur plusieurs  $\text{cm}^2$ . La LFE n'est donc pas adaptée à la production massive de circuits intégrés sur de larges zones dans une unité de fabrication industrielle. Elle est cependant utilisée pour la fabrication de masques de photolithographie pour réaliser des motifs limités à des zones de petites dimensions (par exemple

pour du prototypage). Il s'agit donc d'une technique de fabrication idéale pour la réalisation de structures plasmoniques.

Le MEB utilisé pour réaliser de la LFE, en collaboration avec Ulrike Lüders du laboratoire CRISMAT, est un microscope électronique Mira 3 LM de TESCAN<sup>161</sup> (Figure 88) dont les principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 15. Cette installation a permis de fabriquer de façon autonome diverses structures plasmoniques. Le logiciel de pilotage du microscope MiraTC comprend un générateur de motif numérique *Drawbeam* qui permet de réaliser de nombreux motifs basiques tels que des ellipses, des rectangles, des anneaux... La préparation du masque sera détaillée dans la partie IV.1.C.

Canon	Emetteur Schottky haute brillance
Tension d'Accélération	200 V à 30 kV
Courant de Sonde	2 pA à 100 nA
Détecteurs	SE, In-Beam, BSE, Mesure de courant de sonde, Caméra IR
Résolution à 30 kV	1,0 nm (SE In-Beam) ; 1,2 nm (SE standard) ; 2,0 nm (BSE)
Vide	$< 10^{-2}$ Pa ( $10^{-4}$ mbar)
Modes de Travail des Lentilles	<i>Resolution, Depth, Field, Wide Field &amp; Rocking Beam</i>
Grossissement	3 à 1000000x (3 x en mode <i>Wide Field</i> )
Vitesse de Balayage	De 20 ns à 10 ms par pixel ajustable par pas ou en continu.
Pilotage du Microscope	Toutes les fonctions du microscope sont contrôlées par PC via le logiciel MiraTC utilisant la plateforme MS Windows™
Procédures Automatiques	Contrôle en temps réel du faisceau électronique avec la technologie In-Flight Beam Tracing™, Contrôle du vide, Contrôle de l'Emetteur FEG, Alignement Canon, Centrage des Modes de Scans, Compensation de la HT, Courant de sonde optimisé pour une taille de spot donnée, Taille de sonde optimisée par rapport au grandissement, Vitesses de balayage, Brilliance & Contraste, Focus & Stigmatisme.
Protocole de Communication	Par TCP/IP

Tableau 15 : Caractéristiques principales du MEB-FEG Mira 3

Plusieurs détecteurs sont disponibles sur le MEB Mira3. Tout d'abord un détecteur de type Everhart-Thornley permet de détecter les électrons secondaires (SE) émis par l'échantillon. Ces électrons sont issus de l'interaction des électrons primaires (PE), accélérés à quelques keV par la colonne MEB, avec les atomes de l'échantillon. Les PE cèdent une partie de leur énergie à un ou plusieurs électrons peu liés de la bande de conduction d'un atome provoquant leur éjection. Ces SE étant de faible énergie ( $\approx 10-50$ eV), ils sont aisément déviés et collectés à l'aide d'une faible différence de potentiel. Une grille portée à une tension de 200V par rapport à l'échantillon permet de les attirer vers un scintillateur (monocristal de YAG:Ce<sup>3+</sup>). Cette grille agit comme une cage de Faraday dont le potentiel est proche de celui de l'échantillon de façon à ce que les électrons primaires ne soient pas perturbés par le scintillateur qui est porté à une tension de plusieurs kilovolts. Une fois que les SE ont franchi la grille, ils sont accélérés vers le scintillateur qui les convertit en photons. Ces photons se propagent alors dans un guide de lumière connecté à un

photomultiplicateur, situé à l'extérieur de la chambre du microscope, qui convertit les photons en électrons puis les multiplie à l'aide d'une succession de dynodes. Le courant électrique ainsi généré est ensuite converti en une tension par un pré-amplificateur électronique. Les SE sont émis par les couches superficielles de l'échantillon et sont donc très sensibles aux variations de la topographie de surface (Figure 94). La résolution peut atteindre quelques nanomètres.

Dans des configurations où la distance de travail (distance échantillon-objectif) est faible (<5mm), un détecteur In-Beam situé à l'intérieur de la lentille de l'objectif peut être utilisé à la place du détecteur SE pour détecter les électrons secondaires. En effet, dans de telles configurations, le détecteur SE peut être gêné par la pièce polaire de l'objectif qui occulte et piège les électrons secondaires émis par l'échantillon ce qui altère la résolution des images observées (Figure 112).

Un dernier détecteur permet de détecter les électrons rétrodiffusés (BSE). Les BSE sont issus de l'interaction élastique des électrons primaires avec les noyaux des atomes. De manière similaire à un effet de fronde, les électrons primaires sont accélérés et déviés par le noyau vers une direction proche de leur direction d'origine (rétrodiffusion). La quantité de BSE dépend du numéro atomique des atomes composant l'échantillon. Plus le numéro atomique est élevé, plus le nombre d'électrons émis sera important et plus la zone apparaîtra brillante sur l'image MEB (Figure 92). Le détecteur BSE permet ainsi de distinguer les zones de l'échantillon composées de différents matériaux. Les BSE sont détectés par un scintillateur monocristal annulaire (YAG) avec une surface conductrice placée dans l'axe optique juste en dessous de la lentille de l'objectif. Les électrons rétrodiffusés à haute énergie, heurtent le scintillateur sans accélération supplémentaire, excitent les atomes du scintillateur qui émettent des photons. Les photons sont transportés par l'intermédiaire d'un guide de lumière vers la cathode du photomultiplicateur. Ils sont ensuite traités comme le signal provenant des électrons secondaires. Le détecteur BSE sur le MEB Mira3 est rétractable ce qui permet de l'approcher ou de le retirer de dessous la pièce polaire de l'objectif très facilement. Ainsi placé, les échantillons peuvent être approchés aussi proche que possible de l'objectif. Les électrons BSE sont émis à une plus grande profondeur dans l'échantillon, ce qui se traduit par une résolution moins élevée que pour les SE ( $\approx \mu\text{m}$ ).

### B. Dépôt du métal par pulvérisation cathodique (sputtering)

Les couches de chrome (couche d'accrochage) et d'or (métal noble assurant le guidage par SPP) sont déposées par pulvérisation cathodique. Cette technique – également appelée « Sputtering » - présente plusieurs avantages par rapport aux techniques de dépôts par évaporation<sup>162</sup>. Tout d'abord, l'énergie des atomes métalliques libérés étant plus élevée (sputtering :  $\approx 1\text{-}10\text{eV}$  – évaporation :  $\approx 0,1\text{eV}$ ), les films déposés présentent une densité plus grande et une meilleure adhérence. Ensuite, la source de dépôt est beaucoup plus étendue spatialement (plasma) que dans les techniques d'évaporation (où le matériau à déposer est contenu dans un creuset et peut donc être considéré comme une source ponctuelle) ce qui conduit à une meilleure uniformité des films déposés. Enfin, cette technique permet d'obtenir un meilleur recouvrement (step coverage) dans le cas d'échantillons présentant des reliefs en surface ce qui est particulièrement important pour les procédés lift-off (voir figure 87 – lignes 1 et 2).

Les couches de chrome et d'or ont été déposées à l'aide du système de dépôt et de gravure de précision PECS™ (Precision Etching Coating System) commercialisé par Gatan, Inc (Figure 89). Un gaz neutre d'Ar sous vide est utilisé pour créer un plasma entre deux électrodes, l'anode et la cathode. La chambre du PECS est maintenue à une pression de  $5.10^{-6}$  Torr ( $6,6.10^{-6}$  mbar) par une pompe turbo-

moléculaire supportée par une pompe à membrane. Le matériau à déposer (la cible) se situe sur la cathode et l'échantillon sur l'anode. La cible est portée à un potentiel négatif puis est bombardée par les ions  $Ar^+$  du plasma qui arrachent des atomes de la surface du matériau. Les atomes arrachés vont alors se déposer sur le substrat se situant sur l'anode.

Le PECS contient un mécanisme d'échange de cibles qui permet de permuter les matériaux à déposer sans rompre le vide, les matériaux non utilisés étant entièrement protégés de toute contamination (position rangée). Ce mécanisme est particulièrement utile pour les dépôts d'or où une couche préliminaire d'accrochage de chrome est nécessaire.

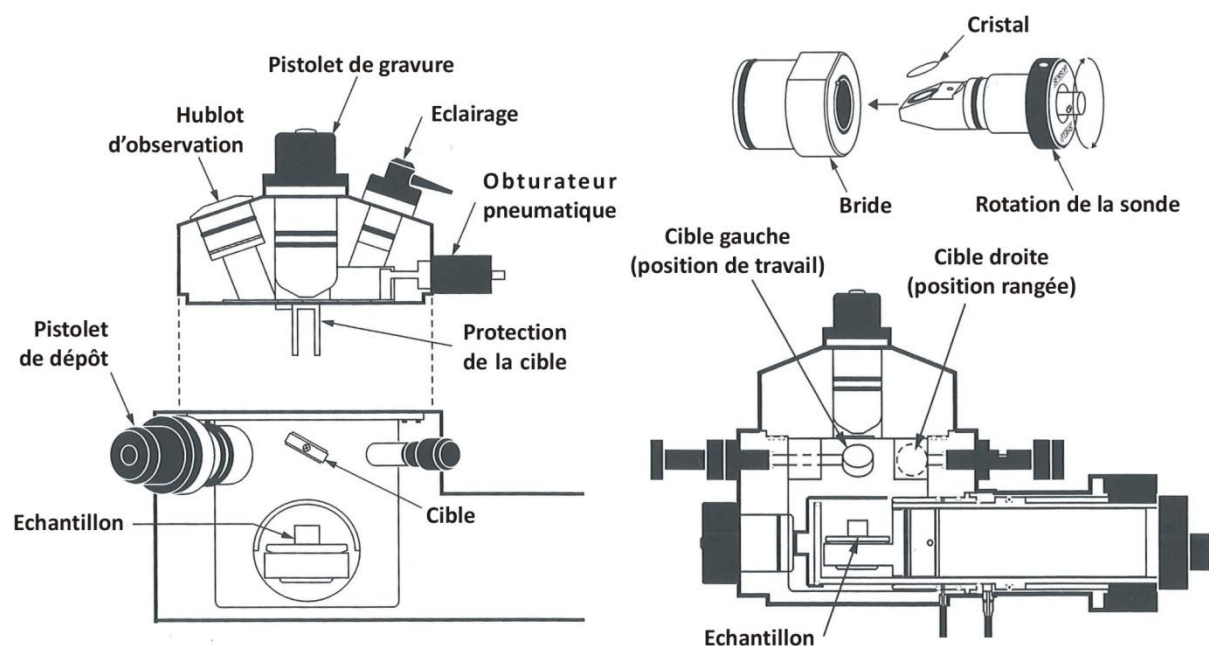


Figure 89 : Représentation schématique en coupe du PECS et schéma de la sonde d'épaisseur

Le contrôle in-situ de l'épaisseur de métal déposée est effectué par un cristal piézoélectrique de quartz placé à l'intérieur de la chambre qui est mis en mouvement mécanique par un oscillateur externe en mode cisaillement. Le dépôt de matériau à la surface du cristal diminue la fréquence de vibration initiale. Lors du dépôt, la mesure de la différence entre la fréquence mesurée et la fréquence initiale donne accès à l'épaisseur de métal déposée en temps réel. Différents paramètres nécessitent d'être spécifiés : la densité du film à déposer (Au :  $19,3 \text{ g.cm}^{-3}$ , Cr :  $7,2 \text{ g.cm}^{-3}$ ), l'impédance acoustique du matériau (Au :  $23,18 \text{ g.cm}^{-2}.s^{-1}$ , Cr :  $28,95 \text{ g.cm}^{-2}.s^{-1}$ ) et un facteur de distance qui permet de tenir compte de la différence entre les distances cible-échantillon et cible-cristal qui conduit à des épaisseurs de matériau déposées différentes. La précision relative sur l'épaisseur mesurée est de l'ordre de 0,5% de l'épaisseur déposée.

### C. Préparation du masque numérique

Le masque numérique peut être préparé directement à partir du logiciel Drawbeam inclus dans le programme MiraTC ou bien préalablement représenté à l'aide d'un logiciel de DAO (Dessin assisté par ordinateur) tels qu'AutoCAD ou CorelDraw puis importé sous format vectoriel .dxf dans Drawbeam. Néanmoins, la réalisation de motifs complexes reste actuellement plus facile à mettre en œuvre avec un logiciel de DAO. Deux exemples de masque réalisés sous CorelDraw® 9 sont présentés sur la figure 90. Ces masques correspondent aux premières structures plasmoniques fabriquées dont le but était de guider un mode à fuite à l'interface Au/Air. Des zones carrées d'or de largeur

400x400µm<sup>2</sup> ont été prédéfinies afin d’injecter par couplage de Kretschmann-Raether le plasmon-polariton de surface sur l’interface Au/Air (figures 90 et 92). Le SPP se propage ensuite le long de l’interface puis pénètre dans des zones triangulaires – appelées les tapers – utilisées pour confiner transversalement le SPP dans les différentes structures guidantes disposées de part et d’autre de la zone d’injection. Plusieurs guides d’onde sous forme de bandes métalliques de différentes largeurs ( $w = 10, 5, 4, 3, 2, 1 \mu\text{m}$  puis quatre beaucoup moins larges de  $w=500, 400, 300$  et  $200 \text{ nm}$ ), des coupleurs 1→2 et 2→2, des structures coudées, des guides de largeurs  $w=10, 5$  et  $2,5 \mu\text{m}$  suivis par une zone homogène d’or ainsi que deux structures en anneaux ont été dessinés.

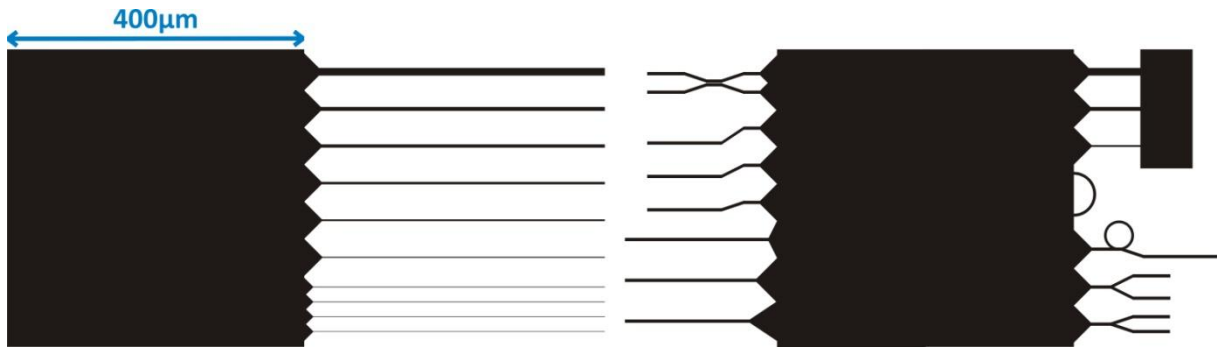


Figure 90 : Masque numérique préparé sur Corel Draw 9

Une fois le fichier .dxf importé, plusieurs paramètres de réglages doivent être ajustés dans Drawbeam, tels que l’ordre dans lequel les motifs seront insolés séquentiellement, la dose à déposer ainsi que l’attribution d’un facteur d’exposition pour certains éléments du motif si cela est nécessaire. Ce facteur permet d’attribuer des doses différentes pour chaque élément du motif. La détermination de la dose à déposer est une étape cruciale pour obtenir une résolution optimale.

#### D. Détermination de la dose

La dose correspond à la quantité d’énergie déposée par unité de surface dans la résine. Elle peut s’écrire sous la forme :

$$Dose (\mu\text{C}/\text{cm}^2) = K \frac{I t}{d^2}$$

$d \equiv$  distance parcourue par le faisceau entre chaque pixel (pitch)

$t \equiv$  temps pendant lequel le faisceau reste sur un pixel

$I \equiv$  courant de sonde

$K \equiv$  facteur d’exposition

[128]

A la différence des photons qui déposent la totalité de leur énergie en une seule fois dans la résine, les électrons primaires du faisceau perdent leur énergie graduellement. Ils interagissent avec la résine et produisent des électrons secondaires issus de l’ionisation des atomes de la résine. Ces électrons secondaires sont les principaux responsables de l’insolation de la résine. La zone exposée prend généralement la forme d’une poire appelée « poire de diffusion ». La diffusion des électrons vers l’avant dans la résine (« forward scattering ») conduit à un élargissement du faisceau qui peut-être réduit en utilisant des épaisseurs de résine plus faibles. Une autre méthode consiste à augmenter la tension d’accélération de manière à affiner la poire de diffusion et conserver des flans verticaux sur les motifs. Un autre type de diffusion gênante apparaît à l’interface résine/substrat du fait de la rétrodiffusion des électrons vers l’arrière (« backward scattering »). Ce phénomène s’accroît lorsque le numéro atomique du substrat est élevé. La conséquence apparaît lorsque deux

motifs sont très proches l'un de l'autre : une partie de l'exposition du premier se superpose à celle du deuxième conduisant à un chevauchement des motifs. Il s'agit de l'effet de proximité. Pour tenir compte de cet effet, il est possible de réduire ou d'augmenter la dose déposée pour certains éléments particuliers du motif en multipliant la dose à déposer par un facteur multiplicatif appelé facteur d'exposition.

Afin de déterminer la dose optimale requise pour insoler la résine, un essai de dose est souvent nécessaire. Il consiste à reproduire le même motif pour une gamme de doses différentes. Par exemple, sur la figure 91, des doses comprises entre 50 et 450  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$  ont été testées. Dans le cas présenté, la dose optimale est de l'ordre de 150 à 200  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ . Cette optimisation dépend de l'épaisseur et du type de résine utilisée, de la forme et de la densité des motifs ainsi que de la nature du substrat. Elle doit donc être réalisée à chaque fois qu'un des paramètres du protocole de LFE est changé (épaisseur de résine déposée, tension d'accélération, température et durée des recuits - voir le protocole de la lithographie détaillé dans la partie §IV.1.E).

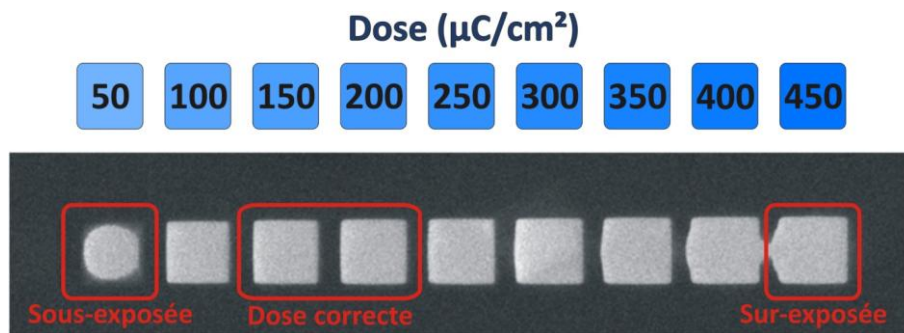


Figure 91 : Exemple d'essai de dose

#### E. Étapes de fabrication de structures plasmoniques par LFE

Les motifs dont le masque numérique est représenté sur la figure 90 ont été réalisés avec une résine en suivant un processus de gravure identique à celui représenté sur la figure 87 dans le mode 3). La première étape (étape 3A sur la figure 87) consiste à déposer une couche d'accrochage de chrome de 10nm d'épaisseur suivie d'une couche d'or de 25nm d'épaisseur\* (§IV.1.A) sur un substrat en silice. Après cette métallisation, l'échantillon est nettoyé à l'acétone et à l'eau distillée puis est ensuite placé pendant 10min dans un four à 140°C de manière à supprimer les traces d'eau dues au nettoyage mais aussi à l'humidité ambiante. Une goutte de résine négative SAL601-SR7 est ensuite déposée à l'aide d'une pipette sur l'échantillon puis étalée avec une centrifugeuse à 5000tr/min pendant 45s de manière à former une épaisseur homogène de résine (étape 3B sur la figure 87). La résine SAL601-SR7 est une résine produite par Shipley Company Inc. qui se compose d'une base en polymère, d'un générateur d'acide et d'un agent réticulant. Après une étape de recuit de 1min sur une plaque chauffante à 115°C, l'échantillon est placé à l'intérieur du MEB. Il est alors soumis à l'insolation provoquée par le faisceau d'électrons qui est balayé dans les zones prédéfinies dans le logiciel Drawbeam (§IV.1.C). Une fois la phase d'exposition terminée, une étape supplémentaire de recuit permet d'amplifier la diffusion de la catalyse acide qui conduit à la réticulation des chaînes de polymères et donc au durcissement de la résine dans les zones insolées. Les paramètres de cette étape (température et durée du recuit) doivent être rigoureusement contrôlés pour obtenir une résolution optimale. Les paramètres retenus actuellement sont une température de recuit de 80°C pendant une durée de 30s. Après le recuit, l'échantillon est plongé pendant 2min dans un

\* Ces dépôts ont été réalisés par Cédric FUR au laboratoire GREYC.

développeur alcalin (MF-322) qui permet de dissoudre les zones non exposées. Une étape de gravure chimique (dans une solution d'iodure de potassium iodée  $KI_3$  appelée aussi solution de Lugol) ou ionique (étape 3E sur la figure 87), permet de retirer les couches métalliques dans les zones qui ne sont pas protégées par la résine durcie. Enfin, la résine durcie est retirée aux ultrasons à l'aide d'un « stripper » (SVC-14) à 60°C.

Le protocole de lithographie électronique de la résine SAL601-SR7 utilisé actuellement est le suivant :

- nettoyage de l'échantillon (substrat+couche métallique homogène) ;
- 10 min au four à 140°C ;
- dépôt de résine à l'aide d'une centrifugeuse 5000tr/min pendant 45s ;
- recuit de 1min à 115°C sur une plaque chauffante;
- phase d'exposition au faisceau d'électrons dans le MEB (Dose = 150-200 $\mu$ C/cm<sup>2</sup>);
- recuit pendant 30s à 80°C sur une plaque chauffante;
- développement 2min dans du MF-322 ;
- attaque ionique ou chimique ;
- retrait et nettoyage du reste de résine aux ultrasons deux fois 30min dans le stripper SVC14 à 60°C.

La figure 92 présente les images BSE des structures métalliques réalisées à partir des masques numériques préparés sous CorelDraw (figure 90). Plusieurs défauts sont visibles sur ces premières structures. D'une part, les bandes d'or dont la largeur est inférieure à 1 $\mu$ m ont totalement disparu. La raison principale est attribuée à des paramètres du deuxième recuit qui n'étaient alors pas encore optimisés. D'autre part, des discontinuités apparaissent sur les coupleurs et les guides coudés dues à une mauvaise organisation séquentielle de l'ordre dans lequel les motifs ont été insolés. Actuellement, avec un bon contrôle de l'ensemble des paramètres, la résolution spatiale obtenue sur le montage de LFE avec la résine SAL601 permet de structurer des guides DLSPP avec une largeur inférieure à 100nm (voir les dernières structures de DLSPP présentées figure 94).

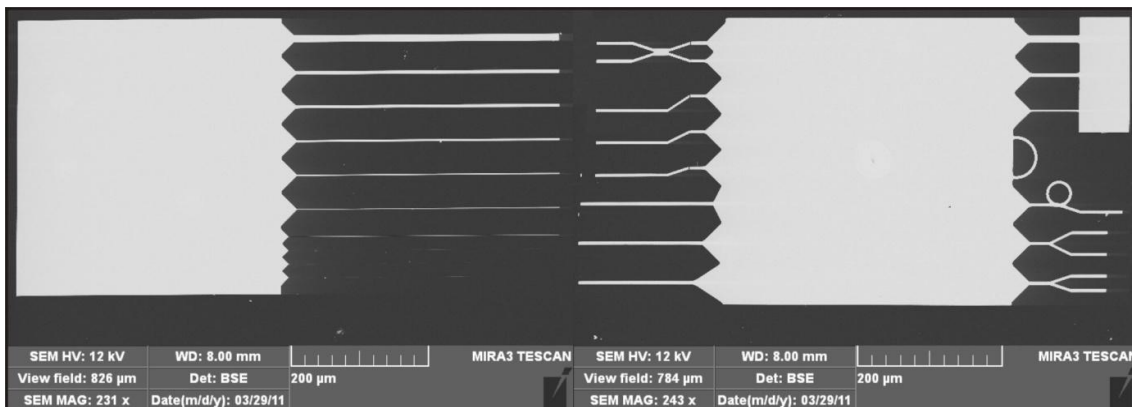


Figure 92 : Image MEB (BSE) de structures plasmoniques réalisées par lithographie électronique

Dans le cadre de la réalisation de structures plasmoniques de type DLSPP, le choix a été de conserver la résine polymérisable par faisceau d'électrons SAL601-SR7 pour constituer le ruban diélectrique déposé sur la couche métallique. Ce choix simplifie considérablement la mise au point du processus de fabrication. En effet, les étapes de fabrication sont identiques à celles déjà mises en œuvre pour la réalisation des bandes d'or à l'exclusion de l'étape de gravure (Figure 87 – ligne 3 – étapes A à D).



D'autre part, du point de vue optique, en comparaison d'autres résines utilisées pour du guidage optique (voir tableau 16), la résine SAL601-SR7 possède un indice de réfraction égal à 1,64 à une longueur d'onde de 633nm\*. L'indice de réfraction élevé de cette résine est donc parfaitement adapté pour augmenter le confinement du champ optique pour la fabrication de structure DLSPP. Par contre, un couplage par ATR en utilisant la configuration de Kretschmann-Raether nécessite un substrat dont l'indice de réfraction est supérieur à l'indice effectif du mode plasmonique. Le plus simple est alors de prendre un substrat dont l'indice est supérieur à celui de la résine. Pour les DLSPP fabriqués avec la résine SAL601-SR7, la solution consiste à déposer les structures sur un substrat de MgO (indice de réfraction du MgO à  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  est de 1,71).

	PMMA	SU-8
$\lambda = 633\text{nm}$	1,49	1,59
$\lambda = 1550\text{nm}$	1,48	1,57

Tableau 16 : Indices de réfraction à la longueur d'onde de 633nm et 1550nm des résines PMMA et SU-8

Enfin, l'enduction centrifuge de résines sur le substrat avec une vitesse de rotation de 5000tr/min permet d'obtenir une épaisseur de résine de l'ordre de 600nm (Figure 93). Le contrôle précis de l'épaisseur n'est pas actuellement parfaitement maîtrisé ce qui conduit généralement à des épaisseurs de résine comprises entre 450 et 750nm. Ces variations d'épaisseurs peuvent être causées par un vieillissement de la résine qui est stockée à température ambiante dans la salle blanche. L'évaporation d'une partie du solvant modifie alors la viscosité de la résine qui s'étale plus difficilement par centrifugation. Néanmoins, à la différence d'autres résines utilisées en photolithographie UV\*\* où les épaisseurs sont le plus souvent comprises entre 1 et 10 $\mu\text{m}$ , l'épaisseur de résine SAL601-SR7 est plus faible donc parfaitement adaptée à la réalisation de guides d'onde DLSPP de dimensions transverses sub-longueur d'onde.

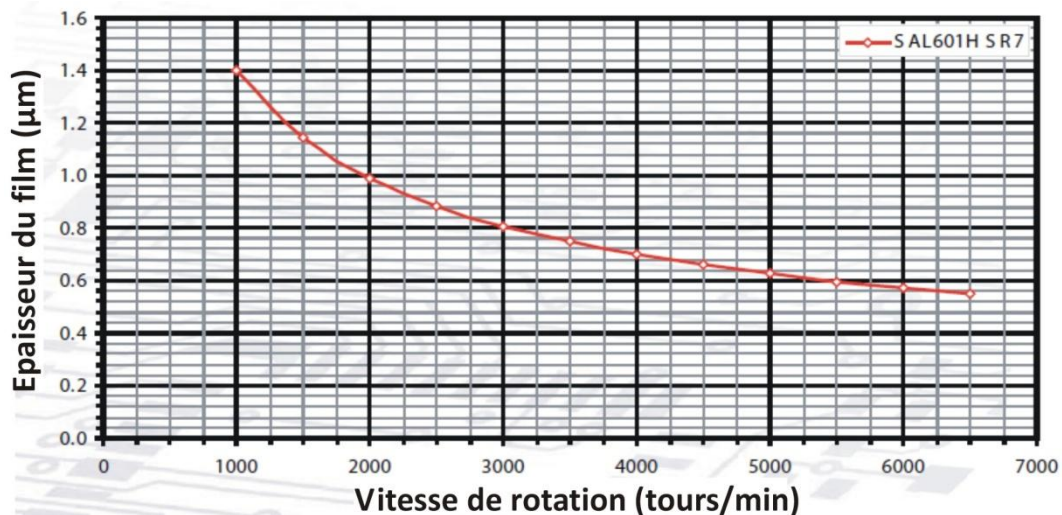


Figure 93 : Evolution de l'épaisseur de résine SAL601-SR7 en fonction de la vitesse de rotation de la centrifugeuse

Un exemple de structures réalisées sur un substrat de MgO est présenté sur la figure 94. La résolution obtenue sur ces motifs est inférieure à 100nm. Les guides les plus fins sont de 200nm de largeur. Les flans et les extrémités des guides fabriqués sont légèrement arrondis à cause du

\* L'indice de réfraction de la résine SAL601-SR7 a été obtenu en consultant directement le fabricant Shipley Company Inc. qui ne disposait que d'une valeur mesurée à la longueur d'onde de 633nm.

\*\* [http://www.microresist.de/download\\_en/distribproducts\\_p1\\_09050805.pdf](http://www.microresist.de/download_en/distribproducts_p1_09050805.pdf)

caractère visqueux de la résine. Les propriétés optiques de ces motifs seront étudiées plus en détail dans la partie IV.3.E.

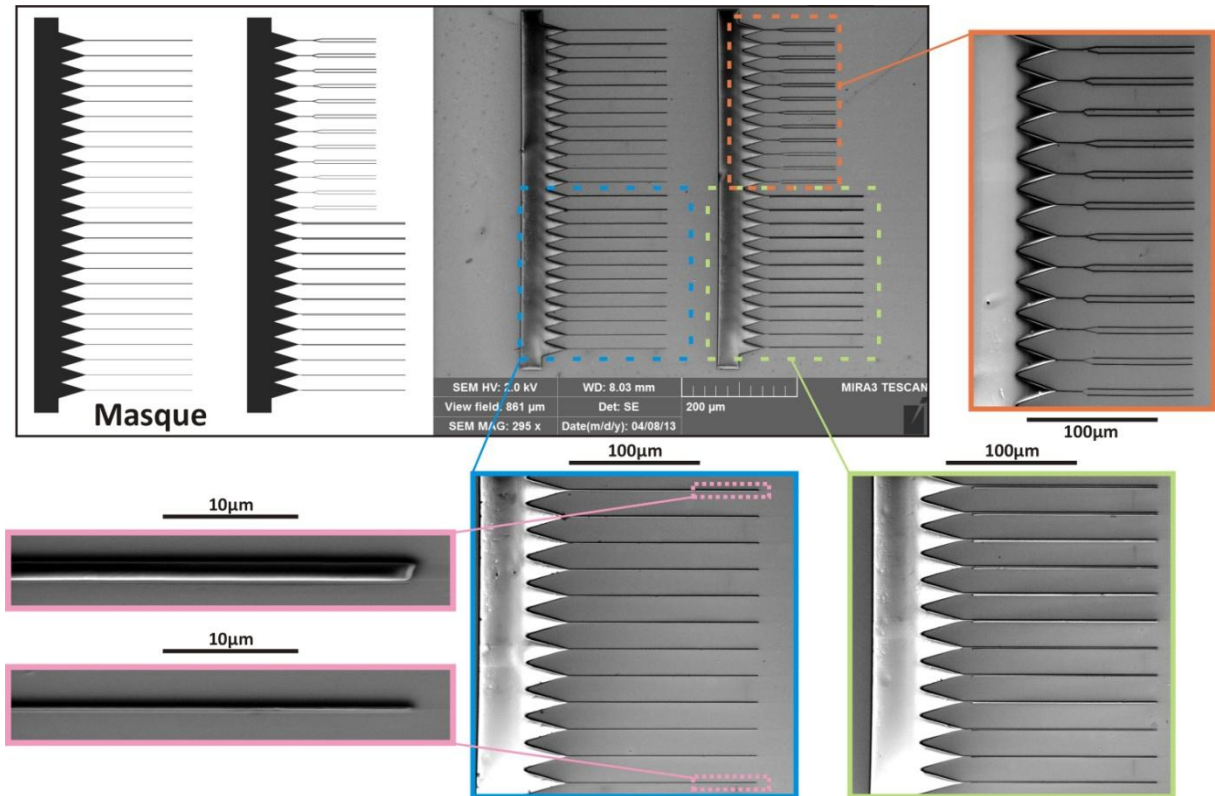


Figure 94 : Motifs sur le masque numérique et images MEB (SE) de structures de type DLSP réalisées par lithographie électronique

## 2. Caractérisation expérimentale en champ proche optique de bandes d'or pour le guidage de SPP et comparaison avec les calculs numériques

### A. Réglages manuels préliminaires

Les premières structures plasmoniques étudiées expérimentalement par microscopie en champ proche optique pendant ces travaux de thèse ont été une série de bandes d'or. Ces bandes d'or étaient caractérisées par une épaisseur de la couche d'accrochage en chrome de 10nm recouverte par une couche d'or supportant le SPP d'épaisseur 25nm.

Pour injecter efficacement un SPP spécifiquement sur l'un des motifs distribués de part et d'autre de la zone métallique carrée de  $400\mu\text{m}^2$  (voir figure 92), le faisceau laser IR d'excitation à  $1,55\mu\text{m}$  (collimaté ou focalisé) doit être positionné à l'extrémité de l'entrée du motif d'intérêt. Le pré-positionnement du spot laser IR est réalisé à l'aide d'un faisceau laser rouge (longueur d'onde  $\lambda=635\text{nm}$ , puissance de sortie  $P=1\text{mW}$ ) et de la caméra vidéo couleur [CMOS DCC1645C] munie d'un objectif utilisé en position de macrophotographie. Le montage étant entièrement fibré, le laser d'alignement\* [JDSU FFI-050] peut être directement connecté sur le pigtail de la fibre. Des ajustements suivant les axes verticaux et horizontaux (voir figure 83) permettent ensuite de déplacer le spot laser rouge observé sur l'image vidéo précisément au niveau du motif.

L'image obtenue par la caméra vidéo permet également d'effectuer une première approche manuelle de la micro-pointe fibrée. L'un des avantages à utiliser une micro-pointe fibrée au lieu d'une pointe sans ouverture pour la détection en champ proche optique, est la possibilité de faire apparaître en mode illumination une source lumineuse visible au niveau de l'apex de la micro-pointe SNOM en connectant le laser rouge à l'extrémité du pigtail sur lequel a été fabriquée la pointe (Figure 69b).

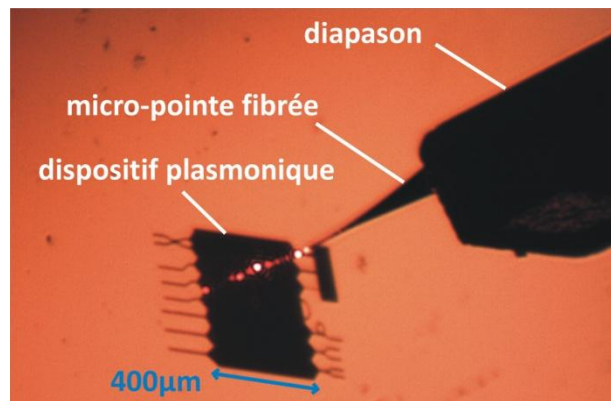


Figure 95 : Approche manuelle de la micro-pointe fibrée à l'aide de la caméra

En s'aidant de l'image vidéo, il devient alors plus facile de pré-positionner manuellement la pointe en actionnant les vis micrométriques de la table de translation piézoélectrique (Figure 83). La micro-pointe est alors amenée à quelques dizaines de micromètres de la surface de l'échantillon, précisément au-dessus du guide d'onde métallique d'intérêt.

Une fois l'approche initiale en mode manuel effectuée, le programme de pilotage du montage SNOM approche puis asservit automatiquement la pointe à quelques dizaines de nanomètres au-dessus de la surface (§III.3.A). Lorsque le spot d'injection et la micro-pointe fibrée sont correctement positionnés, l'angle d'incidence est alors optimisé à l'aide de la table de rotation micrométrique de manière à se placer précisément à l'angle de résonance du SPP (§III.2.B).

Deux tests permettent de se régler précisément à l'angle de résonance. Le premier consiste à minimiser le flux lumineux associé au faisceau réfléchi à l'aide d'un wattmètre optique (§I.2.A.c - Figure 6b). Le second peut-être réalisé simplement en plaçant la micro-pointe fibrée au niveau du spot d'injection au dessus de l'or. A l'angle de résonance, le SPP est efficacement couplé à l'interface

\* Ces lasers rouges sont utilisés comme dispositif de localisation de défauts dans les fibres optiques.

Au/Air. Lorsque la micro-pointe fibrée frustre le champ évanescent résultant, de la lumière est collectée. L'angle d'incidence peut alors être optimisé en maximisant le signal optique collecté à l'extrémité de la pointe et démodulé sur la détection synchrone SNOM. Une fois ces différentes étapes de réglages manuels effectuées, l'acquisition automatique (§III.5) est lancée.

### B. Etude de la bande d'or de largeur 5 $\mu\text{m}$

Plusieurs balayages ont été effectués avec le montage SNOM le long des bandes métalliques d'or présentées sur la figure 96. La table de translation piézoélectrique étant limitée à des plages de balayage de 20 $\mu\text{m}$  sur 20 $\mu\text{m}$ , plusieurs balayages successifs ont été nécessaires pour imager complètement le mode guidé le long de ces bandes. Les images SNOM obtenues ont ensuite été réassemblées. Pour augmenter la précision de mesure du déplacement manuel de la micro-pointe SNOM entre deux balayages successifs, un télémètre optique [Keyence LK-G152] a été placé sur le côté de la platine de translation micrométrique. Ce type de mesure complexe nécessite une très grande stabilité de la partie optique du montage mais aussi de l'asservissement.

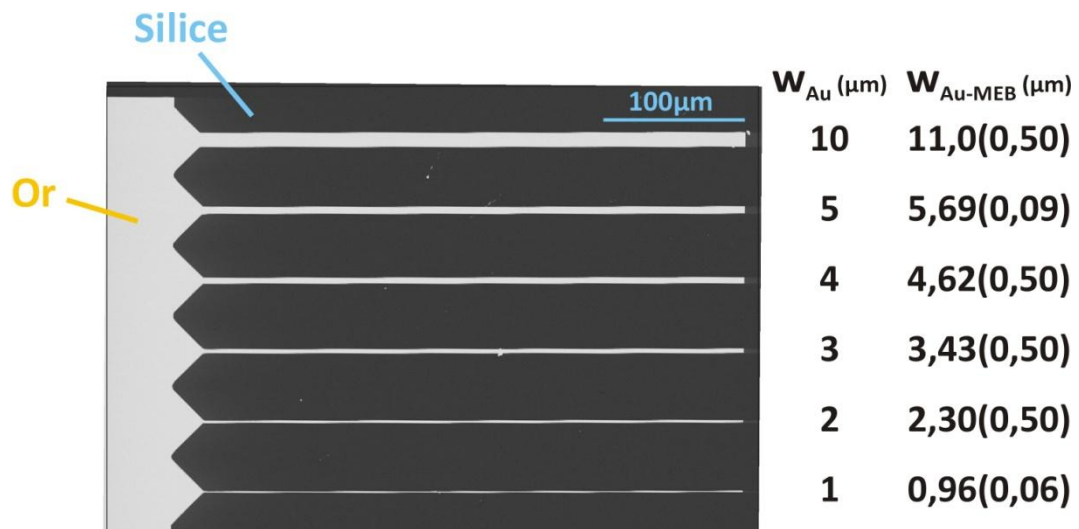


Figure 96 : Image MEB (BSE) des bandes d'or de largeur 1, 2, 3, 4, 5 et 10 $\mu\text{m}$  ( $w_{\text{Au}}$  : largeur sur le masque numérique ;  $w_{\text{Au\_MEB}}$  : largeur mesurée au MEB avec l'incertitude entre parenthèse)

Nous commencerons par étudier le cas particulier de la bande d'or de largeur  $w_{\text{Au}}=5\mu\text{m}$  ( $w_{\text{Au\_MEB}}=5,69\pm 0,09\mu\text{m}$ ). Il s'agit de la bande d'or avec la largeur minimum avant que le mode ne commence à fuir dans l'air (voir figure 28). De plus, à la différence de la bande d'or de largeur  $w_{\text{Au}}=10\mu\text{m}$ , ce guide ne supporte qu'un seul mode. Une série de 10 balayages successifs, de dimensions  $Y=16\mu\text{m}$  sur  $Z=20\mu\text{m}$  avec des pas  $dy=75\text{nm}$  et  $dz=350\text{nm}$ , a été réalisée (Figure 97). L'ensemble de ces balayages a nécessité environ 6 heures d'acquisition. Le guide étant légèrement incliné, des corrections manuelles de positionnement initiale de la pointe ont été nécessaires (par exemple : entre le cinquième et le sixième balayage). Cela explique en partie le recouvrement imparfait et les différences de teintes observées sur les fausses couleurs des images topographiques. Le balayage recomposé est alors de dimensions  $Y=21,75\mu\text{m}$  sur  $Z=183\mu\text{m}$  (soit environ 120000 points) avec une incertitude selon Y de l'ordre du micron et selon Z de l'ordre de quelques microns.

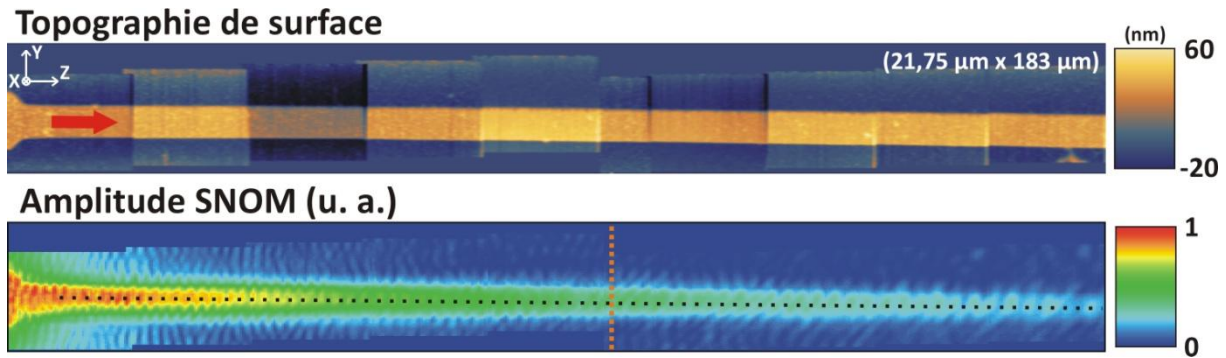


Figure 97 : Cartographies 2D de la topographie de surface et image de la distribution en l'amplitude du champ évanescent sur une bande d'or de  $5\mu\text{m}$  de largeur et de  $400\mu\text{m}$  de longueur

La cartographie 2D de la topographie de surface permet de caractériser la largeur et la hauteur de la bande métallique. Elle permet également de se localiser précisément le long de la structure. La superposition de cinq profils de topographie transverse suivant Y prélevés à différents emplacements le long de la bande d'or pour le guide de largeur  $5\mu\text{m}$  est présentée sur la figure 98. Ces profils ont été recentrés autour de la position  $Y=10\mu\text{m}$  pour compenser la légère inclinaison du guide. La largeur a été calculée sur une dizaine de profils puis moyennée, donnant ainsi accès à une incertitude statistique. La largeur obtenue est égale à  $w_{\text{Au}}=6,23\pm 0,21\mu\text{m}$ .

La largeur des bandes métalliques peut être vérifiée à partir des images MEB effectuées (figures 92 et 96). En fonction de la résolution de l'image MEB enregistrée, les largeurs mesurées sont plus ou moins précises. Néanmoins, il semble que les largeurs des bandes mesurées avec la profilométrie utilisant le signal de topographie shear-force (SF) sont généralement plus larges de  $500\text{nm}$  à  $2\mu\text{m}$  du fait du rayon de courbure de l'apex à l'extrémité de la micro-pointe fibrée. Cette largeur intrinsèque de la pointe élargit le profil obtenu par SF. La résolution topographique est alors limitée par rapport à un AFM utilisant une pointe avec un apex plus faible.

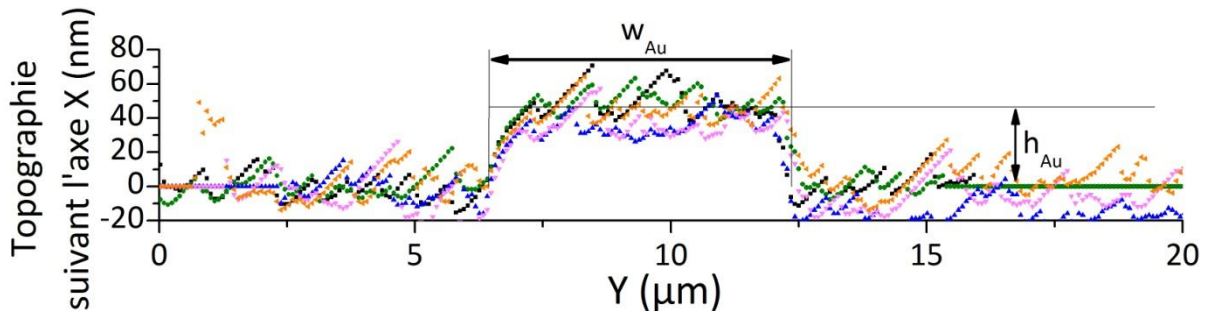


Figure 98 : Caractérisation de la topographie de la bande d'or de largeur  $6\mu\text{m}$ .

Les topographies de surface permettent aussi de déterminer la hauteur de la bande métallique  $h_{\text{Au}}$  avec une incertitude généralement proche de la précision de la table de translation piézoélectrique utilisée\*. De manière similaire, la hauteur peut être déterminée en moyennant une dizaine de mesures ce qui conduit à  $h_{\text{Au}}=43,2\pm 5,6\text{nm}$ . L'épaisseur de métal est légèrement plus élevée que celle prévue de  $10\text{nm}$  de chrome +  $25\text{nm}$  d'or. La surépaisseur peut être due à l'attaque ionique qui a pu creuser le substrat en silice sur quelques nanomètres ou à un dépôt de métal légèrement plus important. Compte-tenu de la hauteur d'or relativement faible (quelques dizaines de nanomètres) sur ces relevés topographiques, cette différence peut également être un artefact dû

\* L'écart-type a été évalué sur plusieurs balayages effectués sur des surfaces planes au-dessus de la silice ou de l'or. Celui-ci est généralement équivalent pour les deux matériaux et compris entre 2 et 6 nm.

à la variation de la force atomique qui s'exerce entre la micro-pointe et la surface lorsque l'on passe de la silice (interaction pointe silice-silice) au métal (interaction pointe silice-or).

L'image 2D représentant la distribution spatiale de l'amplitude du signal optique en champ proche permet d'observer la décroissance exponentielle de l'amplitude de champ du SPP lors de sa propagation le long de la bande d'or. En ajustant une courbe exponentielle sur un profil extrait de l'image SNOM 2D au-dessus la bande métallique (correspondant au trait pointillé noir sur la figure 97), il devient possible d'en déduire la longueur de propagation  $L_{SPP}$ . La fonction exponentielle est de la forme :

$$S(z) = S_0 e^{-\frac{z}{L_{SPP}}} \quad [129]$$

La courbe ajustée est représentée en trait continu sur la figure 99.

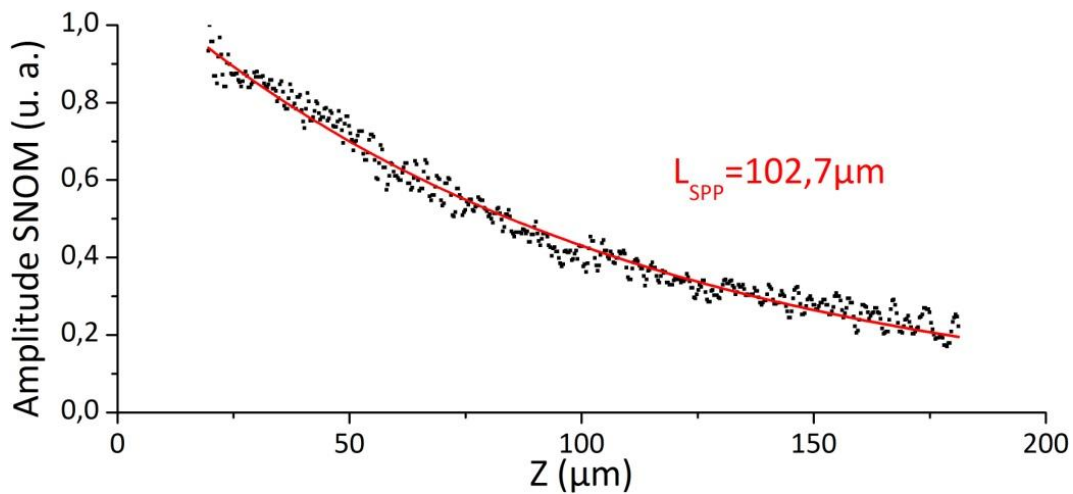


Figure 99 : Ajustement exponentiel sur un profil prélevé au-dessus de la bande d'or de largeur 5µm

La longueur de propagation obtenue à partir de l'image optique en champ proche est égale à 102,7µm. Il est possible de comparer cette valeur avec celle calculée par le solveur de mode avec les paramètres suivants :

$$\lambda = 1,55 \mu m ; h_{Cr} = 10 \text{ nm} ; h_{Au} = 25 \text{ nm} ; w_{Au} = w_{Cr} = 5,69 \mu m$$

$$n_{silice} = 1,45 ; n_{Cr} = 4,259 + 4,939i ; n_{Au} = 0,5748 + 9,664i ; n_{air} = 1$$

La largeur de la bande métallique est choisie égale à celle mesurée avec le MEB soit 5,69µm. Le mode à fuites est obtenu avec un indice effectif  $n_{eff}=1,002$  et une longueur de propagation  $L_{SPP}=76,2\mu m$  plus faible que celle mesurée. Cette différence peut s'expliquer soit par l'épaisseur de métal qui semble légèrement plus élevée que celle prévue lors du dépôt (ce qui conduit à réduire les fuites dans le substrat - Figure 9b), mais aussi par l'incertitude sur la permittivité de l'or (§1.2.A.a) qui peut conduire à des déviations importantes sur les calculs de longueurs de propagation.

Il est également possible de comparer la répartition transverse obtenue expérimentalement avec la composante de champ  $H_y$  sur le mode à fuites LEAKY00 simulé grâce au solveur de mode (Figure 100). Un profil extrait de l'image de la distribution en l'amplitude du champ (Figure 97 - trait en pointillé vertical orange) est comparé avec un profil extrait de la représentation de la composante  $H_y$  du mode à fuite 50nm au-dessus de la bande d'or (Figure 100 – trait en pointillé horizontal rouge). Les profils obtenus sont en très bon accord. Le principal désaccord apparaît sur les bords de la bande d'or où des fuites dans l'air peuvent apparaître dues à des petits défauts sur les arêtes.

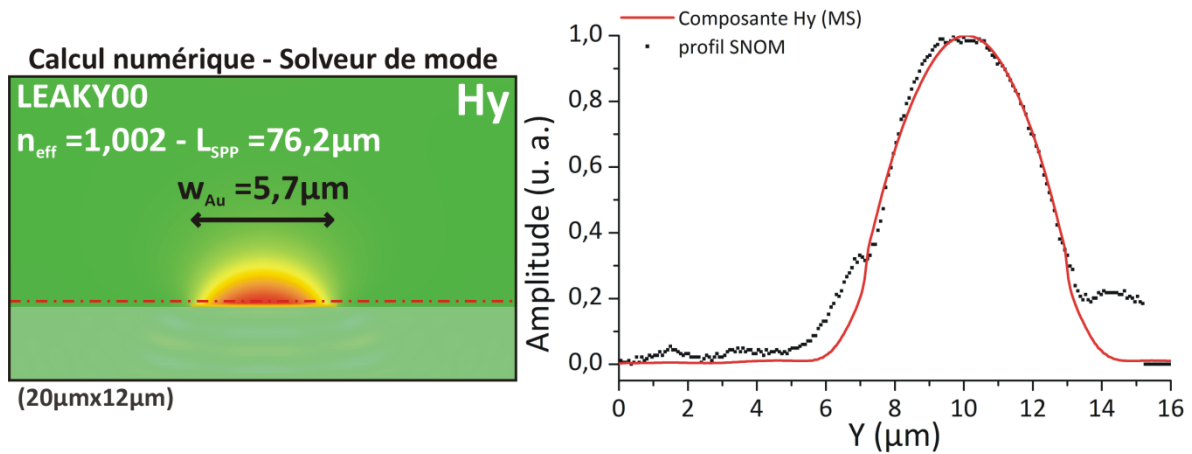


Figure 100 : (gauche) Composante  $H_y$  du mode à fuites sur une bande d'or de largeur  $w_{\text{Au}} = 5,7 \mu\text{m}$  et de  $35 \text{ nm}$  d'épaisseur ( $25 \text{ nm}$  d'or +  $10 \text{ nm}$  de chrome); (droite) Comparaison du profil expérimental avec celui obtenu à l'aide du solveur de mode pour une bande d'or de largeur  $5,7 \mu\text{m}$

### C. Evolution de la longueur de propagation en fonction de la largeur de la bande d'or

De manière similaire, plusieurs acquisitions successives en imagerie SNOM ont été effectuées le long des bandes métalliques de largeurs  $w_{\text{Au}} = 1, 2, 3$  et  $4 \mu\text{m}$  permettant ainsi d'étudier l'évolution de  $L_{\text{SPP}}$  en fonction de la largeur  $w_{\text{Au}}$  de la bande d'or. Sur la figure 101 sont représentées les topographies de surface et la distribution spatiale de l'amplitude du signal optique en champ proche le long des bandes métalliques de largeurs  $1$  à  $5 \mu\text{m}$  après le réassemblage des différents balayages. Il apparaît clairement que lorsque la largeur de la bande d'or diminue, la longueur de propagation  $L_{\text{SPP}}$  chute de façon drastique.

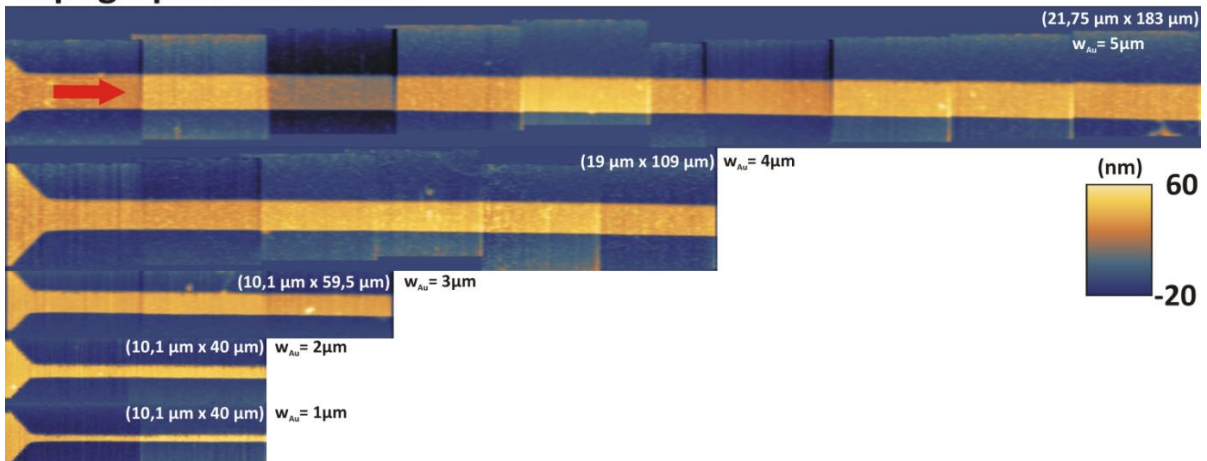
Pour les guides de largeurs inférieures à  $w_{\text{Au}} = 5 \mu\text{m}$ , l'indice effectif du mode à fuite devient inférieur à l'indice de réfraction de l'air (§II.1.D et figure 28). Au fur et à mesure de la propagation du SPP le long de la bande métallique, des fuites apparaissent dans le substrat mais aussi dans l'air. Plus la largeur du guide  $w_{\text{Au}}$  diminue, plus l'indice effectif diminue et plus les fuites radiatives augmentent conduisant à une réduction très marquée de  $L_{\text{SPP}}$ .

Cette tendance, prédite par les simulations FDTD (§II.2.G.d) où l'évolution des fuites vers le substrat en silice ou par rayonnement dans l'air sont visibles (voir figure 59) semble donc être confirmée par les mesures expérimentales.

De manière similaire au travail déjà présenté pour  $w_{\text{Au}} = 5 \mu\text{m}$  dans la partie §IV.2.B, les longueurs de propagation  $L_{\text{SPP}}$  sur les bandes d'or ont été déduites par un ajustement exponentiel sur des profils extraits des distributions spatiales de l'amplitude du signal optique en champ proche présentées sur la figure 101. Ces valeurs sont ensuite comparées avec celles obtenues par le calcul FDTD (Figure 102). Malgré un accord imparfait, l'évolution est bien similaire.

Ainsi, pour profiter d'une longueur de propagation importante ( $> 100 \mu\text{m}$ ), la largeur de la bande d'or nécessite d'être d'au moins  $w_{\text{Au}} = 5-6 \mu\text{m}$ , c'est-à-dire 3 à 4 fois la longueur d'onde. Ce type de guide d'onde se trouve donc être très limité en terme de confinement transverse donc d'intégration pour des interconnexions optiques.

### Topographie de surface



### Amplitude SNOM (u. a.)

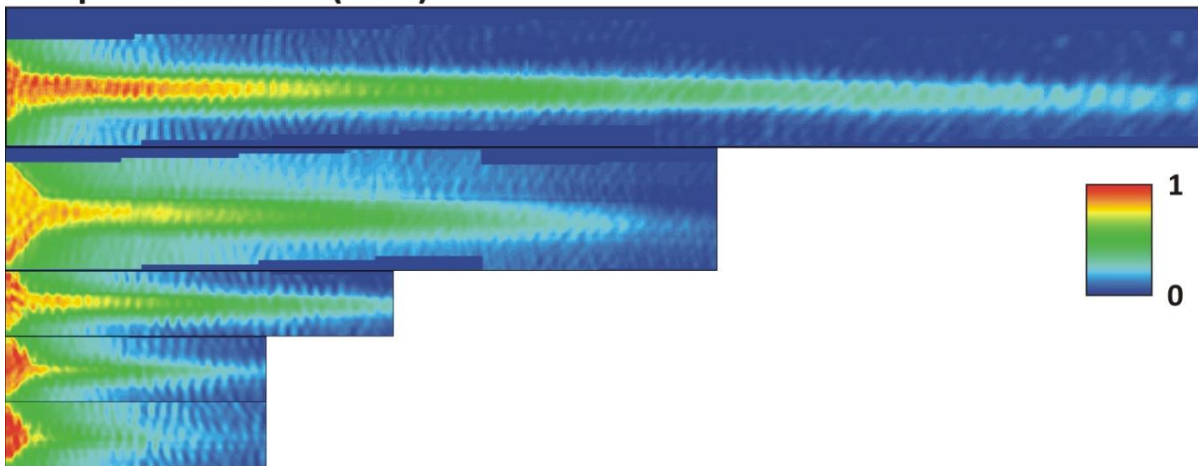


Figure 101 : Cartographie de la topographie de surface et image de la distribution en l'amplitude du signal SNOM sur des guides de largeurs  $w_{Au} = 1, 2, 3, 4$  et  $5 \mu\text{m}$

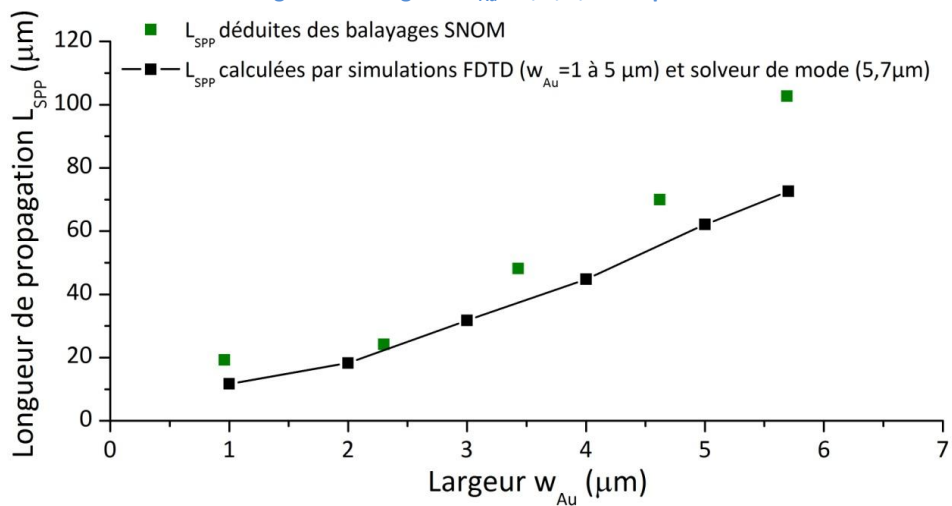


Figure 102 : Comparaison entre les mesures SNOM et les calculs FDTD-3D et solveur de mode\* des longueurs de propagation des SPP en fonction de la largeur des bandes métalliques d'or

\* Au dessus d'une largeur de  $5 \mu\text{m}$ , la longueur de propagation est trop élevée pour être évaluée par calcul FDTD. En dessous, l'indice effectif du mode devient inférieur à l'indice de réfraction de l'air et le mode se met à fuir dans l'air rendant le calcul avec le solveur de mode difficile.



#### D. Imagerie en champ proche de fonctionnalités optiques simples

Plusieurs acquisitions d'imagerie en champ proche optique ont également été effectuées le long d'autres motifs présentées sur la figure 92. Le mode à fuites se propageant sur les bandes d'or étant délocalisé sur une profondeur de pénétration dans l'air de quelques  $\mu\text{m}$  (§1.2.B.b), la détection du champ évanescence par la micro-pointe fibrée est grandement facilitée. Néanmoins, cette délocalisation du champ limite considérablement les rayons de courbure pouvant être imposés aux guides d'onde ce qui se traduit par d'importantes fuites dans l'air au niveau des structures coudées voire une perte immédiate du couplage du mode. Cette contrainte peut être tout d'abord observée en étudiant l'angle de divergence d'un SPP se propageant sur une bande d'or prolongée par une zone homogène d'or.

Deux acquisitions SNOM ont été effectuées le long de deux bandes métalliques de largeurs  $w_{\text{Au}}=10\mu\text{m}$  et  $w_{\text{Au}}=2,5\mu\text{m}$  suivies par une zone homogène d'or de  $70\mu\text{m}$  de largeur. Ces deux acquisitions ont nécessité 8 balayages successifs de  $400\mu\text{m}^2$  avec des pas d'échantillonnage  $dy=75\text{nm}$  et  $dz=350\text{nm}$ . Les topographies de surface et les distributions spatiales de l'amplitude du signal optique en champ proche réassemblées sont présentées sur la figure 103.

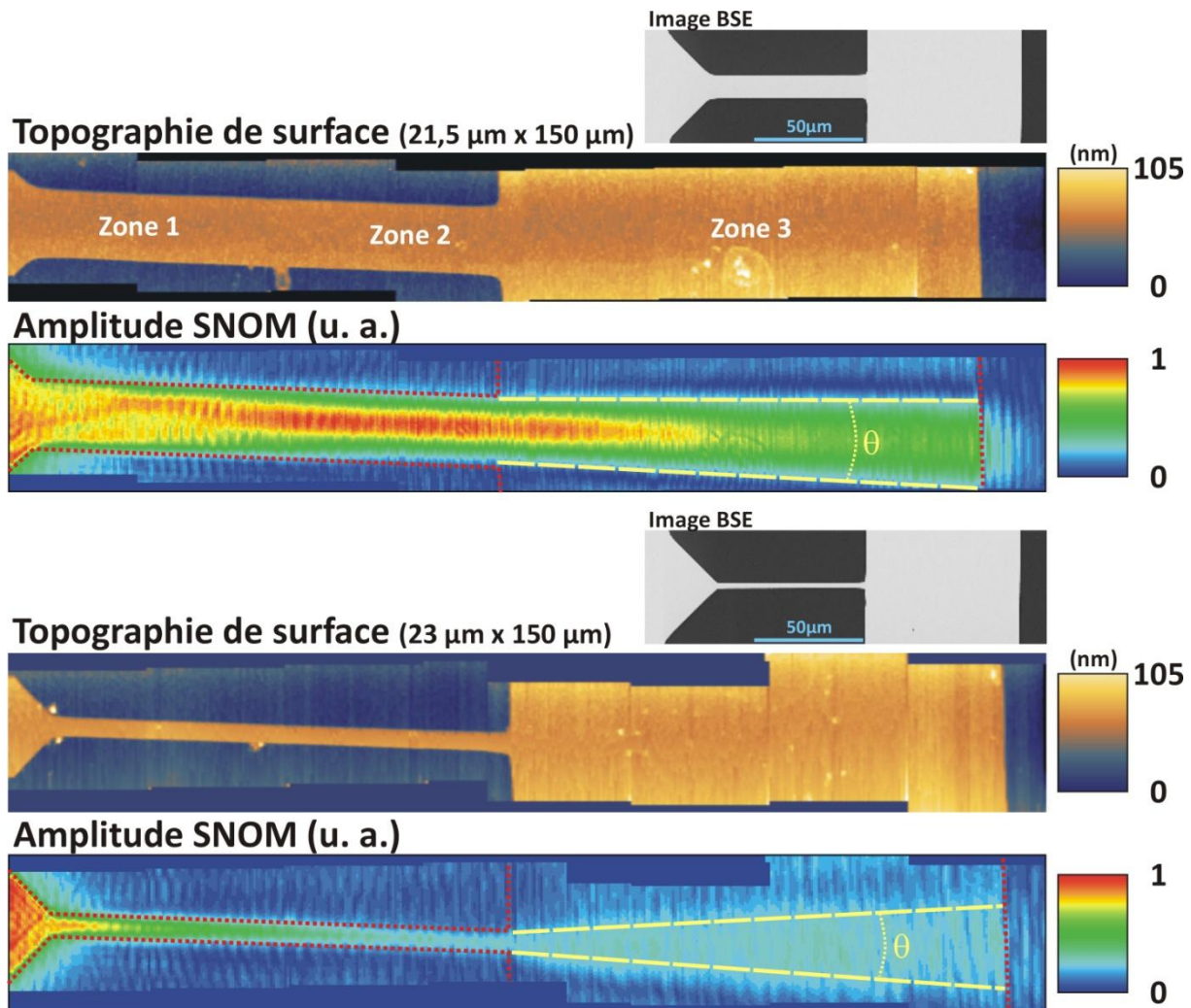


Figure 103 : Cartographies 2D de la topographie de surface et image de la distribution en l'amplitude du champ SNOM pour deux bandes d'or de largeur respectivement  $w_{\text{Au}}=2,5\mu\text{m}$  (bas) et  $w_{\text{Au}}=10\mu\text{m}$  (haut) suivies par une zone homogène d'or de largeur  $70\mu\text{m}$  avec en insert les images BSE associées

Le mode à fuites se propageant au début du guide de  $10\mu\text{m}$  de largeur présente un comportement multimode (zone 1) qui disparaît rapidement pour laisser place au mode à fuites à un seul lobe LEAKY00 (zone 2). Lorsque le SPP arrive dans la zone métallique homogène (zone 3), le mode à fuite s'élargit très légèrement au cours de la propagation (angle de divergence  $\theta \approx 4,4^\circ$ ). La direction de propagation de ce type de mode SPP se fait donc suivant une trajectoire rectiligne. Il sera donc très difficile de guider la lumière dans un coude ou une courbure sauf si la courbure s'effectue sur de longue distance ( $\approx 50\text{-}100\mu\text{m}$ ). Dans le cas de la bande de largeur  $w_{\text{Au}} = 2,5\mu\text{m}$ , la divergence du faisceau devient plus importante dans la zone homogène (angle de divergence  $\theta \approx 7,7^\circ$ ). Cela est dû au fait que  $w_{\text{Au}}$  est désormais inférieure à la largeur de coupure du guide (§II.1.D et Figure 28). À l'extrémité de la bande métallique, le mode à fuite s'étale plus rapidement ce qui se traduit par une diminution rapide de l'amplitude de champ.

Un premier exemple permettant d'illustrer la conséquence de cette contrainte sur la courbure pouvant être imposée aux bandes d'or est présenté sur la figure 104 avec un coupleur 1 vers 2 correspondant au motif situé juste en dessous du précédent sur l'échantillon (Figure 92). Une bande d'or de largeur  $4\mu\text{m}$  se sépare en deux bandes de  $4\mu\text{m}$  de largeurs en formant un V avec un angle de  $55^\circ$ . L'angle du V étant beaucoup plus grand en comparaison des angles de divergences observés dans l'exemple précédent, la quasi-totalité du SPP est perdu sous forme de fuites radiatives dans l'air.

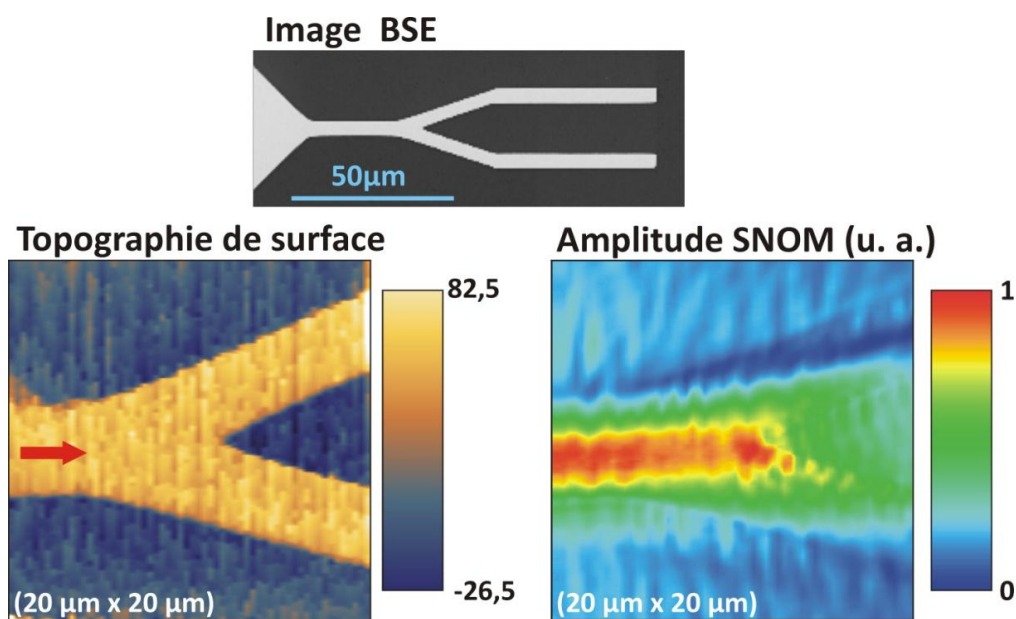


Figure 104 : Cartographies 2D de la topographie de surface et image de la distribution en l'amplitude du champ SNOM d'un coupleur 1 vers 2 composé d'une bande d'or de  $4\mu\text{m}$  de largeur

Un second exemple est présenté sur la figure 105 avec un SPP se propageant le long d'une bande d'or de largeur  $4\mu\text{m}$  que l'on cherche à injecter sur un anneau de rayon de courbure  $r = 15\mu\text{m}$  également constitué par une bande d'or de largeur  $4\mu\text{m}$ . Cette figure comprend les cartographies 2D de la topographie de surface et de l'amplitude du signal collecté par la micro-pointe fibrée. Deux acquisitions SNOM successives de  $Y = 20\mu\text{m}$  sur  $Z = 20\mu\text{m}$  avec des pas  $dy = 75\text{nm}$  et  $dz = 350\text{nm}$  (soit environ 15000 points) ont été mises bout à bout en tenant compte des décalages qui peuvent apparaître à cause des incertitudes sur les déplacements manuels par vis micrométriques de la table 3 axes ou des dérives thermiques. L'incertitude sur les raccords est estimée à une centaine de nanomètres. De manière identique au coupleur 1 vers 2, lorsque le SPP arrive au niveau de la

séparation entre le guide et l'anneau, il ne se répartit pas sur les deux bandes d'or mais continue à se propager suivant une trajectoire rectiligne. La courbure étant à nouveau élevée, le SPP fuit dans l'air ce qui se traduit par une diminution de l'amplitude SNOM très rapide.

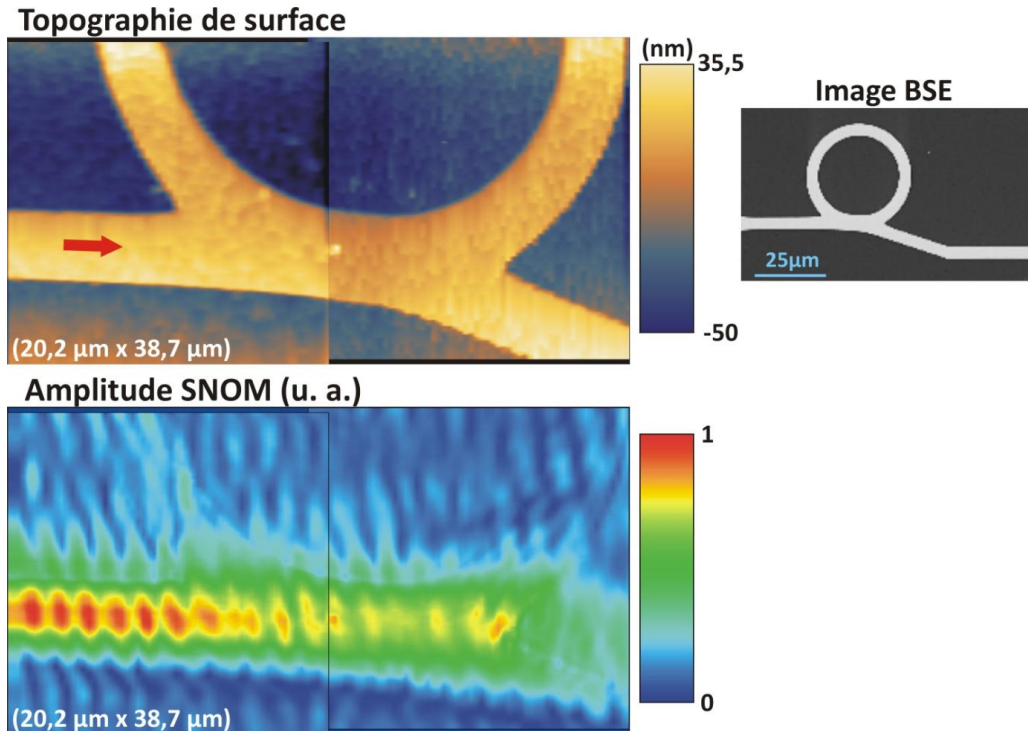


Figure 105 : Cartographies 2D de la topographie de surface et image de la distribution en amplitude du champ SNOM sur un anneau de rayon  $4\ \mu\text{m}$  composé d'une bande d'or de  $4\ \mu\text{m}$  de largeur

De manière similaire, les autres fonctionnalités observables sur la figure 92 présentent d'importantes fuites au niveau des courbures les rendant non fonctionnelles. Il s'agit d'un autre inconvénient majeur que présentent les bandes métalliques. La longueur de propagation  $L_{\text{SPP}}$  élevée avec cette configuration simple Au/Air se fait clairement au détriment de l'intégration des fonctionnalités de routage que peut permettre de réaliser le SPP. Ainsi, en plus d'une contrainte au niveau de la largeur de la bande d'or, qui nécessite d'être supérieur à  $5\text{-}6\ \mu\text{m}$ , les structures courbées nécessitent plusieurs dizaines de  $\mu\text{m}$  pour pouvoir guider le SPP avec un minimum de pertes radiatives dans l'air\*. Ce type de guides d'onde plasmonique n'est donc pas adapté à la réalisation de structures hautement intégrées. Dans le cas où l'intégration des fonctionnalités optiques n'est pas l'un des objectifs recherchés, la longueur de propagation pourra être maximisée en enrobant la bande de métal avec un matériau d'indice très proche du substrat. Ces structures appelées « Long-Range SPP » (§1.2.B.c) atteignent des longueurs de propagation de l'ordre du millimètre à  $\lambda=1,55\ \mu\text{m}$  sur des bandes d'or généralement  $w_{\text{Au}} > 10\ \mu\text{m}$ . Ces LRSPP ont donné lieu à de nombreux travaux<sup>18,50,51</sup>. A l'opposé, l'augmentation de l'intégration des composants plasmoniques peut être obtenue en ajoutant un ruban diélectrique avec un indice de réfraction élevé au dessus de la couche de métal. Ces guides d'onde DLSPP permettent de guider des modes plasmoniques à l'interface entre le métal et le ruban avec un ruban diélectrique dont les dimensions transverses peuvent être sub-longueur d'onde.

\* Cette contrainte sur les dimensions des fonctionnalités optiques impose d'utiliser des boîtes de calculs FDTD extrêmement grandes qui nécessitent beaucoup d'espace mémoire, de puissance et de temps calcul. De plus, le maillage adaptatif utilisé actuellement est inadapté pour étudier des bandes métalliques courbées. Le programme FDTD ne permet malheureusement pas pour l'instant d'effectuer ce type de calcul.

### 3. Caractérisation expérimentale de guides d'onde DLSPP

#### A. Présentation de la première série de guides d'onde DLSPP

Les premières structures de guides d'onde DLSPP ont été réalisées sur un substrat en silice. Une couche d'accrochage de chrome d'épaisseur 10nm puis une couche d'or d'épaisseur 25nm ont été successivement déposées sur ce substrat par pulvérisation cathodique. Ensuite, par un ensemble de processus de lithographie électronique dont les étapes ont été décrites dans la partie IV.1, de simples rubans de polymère de différentes largeurs ont été fabriqués à partir de la résine SAL601-SR7. Des zones d'injection de forme triangulaire (« tapers ») ont été prévues à l'extrémité des différents guides pour améliorer l'efficacité du couplage du SPP dans le guide d'onde (Figure 106). Contrairement aux structures plasmoniques basées sur de simples bandes métalliques, pour lesquels une large zone homogène de métal de forme carrée sur  $400\mu\text{m}^2$  avait été micro-structurée à l'extrémité pour faciliter le couplage du SPP (Figure 92), seules les zones d'injection de forme triangulaire ont été fabriquées dans le cas des guides DLSPP. Ce choix a été fait pour des raisons pratiques. En effet, de cette façon, le SPP peut être généré en configuration de KR soit avant la zone d'injection, directement sur l'interface Silice/Cr/Au/Air avec un angle d'incidence identique à celui utilisé pour le couplage sur des bandes métalliques – voir insert image MEB de la figure 107 (configuration 1), soit directement dans la zone d'injection au niveau de l'interface élargie Silice/Cr/Au/Polymère/Air (configuration 2). Dans cette deuxième configuration, l'angle d'injection dépendra de l'indice effectif du (ou des) mode(s) à fuites supportés dans la zone d'injection et donc de l'épaisseur de polymère déposée.

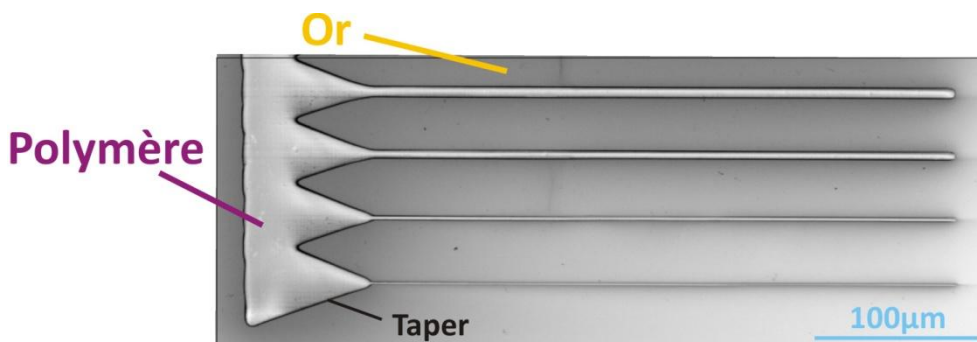


Figure 106 : Image MEB (SE) de la première série de guides DLSPP réalisée par lithographie électronique

#### B. Génération d'un SPP en configuration 1

Pour faciliter la mise en œuvre du balayage sur de larges zones le long des guides d'onde DLSPP, la table de translation [THORLABS NanoMAX 300], dotée de 3 transducteurs piézoélectriques possédant chacun une course de  $20\mu\text{m}$ , a été remplacée par une platine contenant uniquement 3 transducteurs piézoélectriques [THORLABS APB301] dont les déplacements X,Y,Z sont plus étendus et valent  $90\mu\text{m}$ . Par contre, cette augmentation de la plage de balayage est obtenue au détriment de la précision qui devient égale à  $20\text{nm}$  (contre  $5\text{nm}$  pour les NanoMAX 300). Cette platine est pilotée par le même contrôleur [Thorlabs BPC 203] et elle est donc totalement compatible avec les développements logiciels sous LabVIEW présentés dans le chapitre III (§III.3.C et III.5). Elle s'est donc intégrée sans modification notable sur la partie logicielle. Cette platine est dépourvue de réglages manuels par vis micrométriques. Pour contrebalancer cette absence, l'embase de la platine APB300 est fixée mécaniquement sur une table NanoMAX 300 utilisée en mode manuelle pour le positionnement initial avec l'assistance vidéo. L'ensemble conserve une hauteur identique à

l'assemblage précédent, donc ne nécessite pas d'ajustement complet du reste du montage autour de la tête SNOM.

Dans la configuration d'injection 1, le spot du laser KOHERAS est positionné juste avant la zone d'injection (voir insert MEB sur la figure 107) de manière à générer un mode à fuites initial sur l'interface Silice/Cr/Au/Air. Ce mode SPP se propage ensuite le long de l'interface jusqu'à atteindre l'entrée de la zone d'injection (figure 107 - zone 1). Une partie du SPP est alors transmise dans le polymère sous forme d'une onde évanescente à l'interface Au/Polymère. Le reste de la lumière est perdu sous forme de fuites radiatives dans l'air. Ces fuites sont clairement visibles (bande très claire saturée) au niveau de l'arête d'entrée de la zone d'injection sur l'image de l'amplitude de champ optique détecté par le SNOM. De manière à mieux visualiser le champ évanescent sur l'ensemble de la zone balayée, l'échelle de niveaux en fausses couleurs utilisée pour représenter le champ optique a été modifiée. De plus, les fuites dans l'air étant très importantes, les bornes choisies pour l'échelle de niveaux en fausses couleurs conduisent volontairement à une saturation du champ au niveau de l'arête d'entrée de la zone d'injection. Ces fuites dans l'air sont aussi visibles sur les simulations FDTD telles que celles présentées dans la partie II.2.G.a et illustrées sur la figure 46. Une fois l'arête entre les interfaces Silice/Cr/Au/Air et Si/Cr/Au/Polymère/Air franchie, le SPP se propage le long de l'interface Silice/Cr/Au/Polymère/Air sous la forme d'une combinaison linéaire de différents modes supportés sur cette nouvelle interface. Ces différents modes sont excités à partir de la même source laser et sont donc cohérents entre eux. Ils sont donc susceptibles d'interférer lorsqu'ils se superposent. Des franges d'interférences verticales sont clairement visibles sur la figure 107 au niveau de la zone 2\*. Ces franges peuvent s'expliquer par l'interférence entre les différents modes se propageant sur l'interface Si/Cr/Au/Polymère/Air mais aussi par l'interférence de ces modes avec les fuites radiatives dans l'air créées au niveau de l'arête d'entrée du taper. Les modes ayant les longueurs de propagation les plus courtes (quelques  $\mu\text{m}$ ) disparaissent alors rapidement.

D'autres franges sont également visibles juste avant l'arête d'entrée de la zone d'injection (figure 107 - zone 1). Ces franges peuvent être attribuées à l'onde stationnaire créée par la superposition du champ incident et du champ réfléchi sur l'arête. Cet effet d'onde stationnaire est conforme aux calculs FDTD effectués dans le paragraphe §II.2.G.a et illustrés en moyennant les résultats sur la figure 47.

De même, des franges d'interférence assez contrastées dues aux réflexions sont visibles sur les arêtes en forme de V aux deux bords de la zone d'injection (figure 107 - zone 3). Ces réflexions montrent que le confinement transverse progressif du champ ne se fait pas sans des pertes importantes liées au caractère non adiabatique de cette zone d'injection. Une forme plus progressive aurait été nécessaire pour réaliser une adaptation d'impédance plus efficace, mais la forme aurait alors été difficile à réaliser lors de la fabrication par LFE. D'autre part, cela aurait inévitablement augmenté de façon significative la longueur de la zone d'injection.

---

\* De manière à limiter la durée des balayages à quelques heures maximum, le pas dans la direction Z a été fixé à  $1\mu\text{m}$  ce qui empêche de calculer par FFT l'indice effectif des modes interférant à partir de la cartographie de l'amplitude SNOM comme cela a été fait dans l'étude numérique par FDTD.

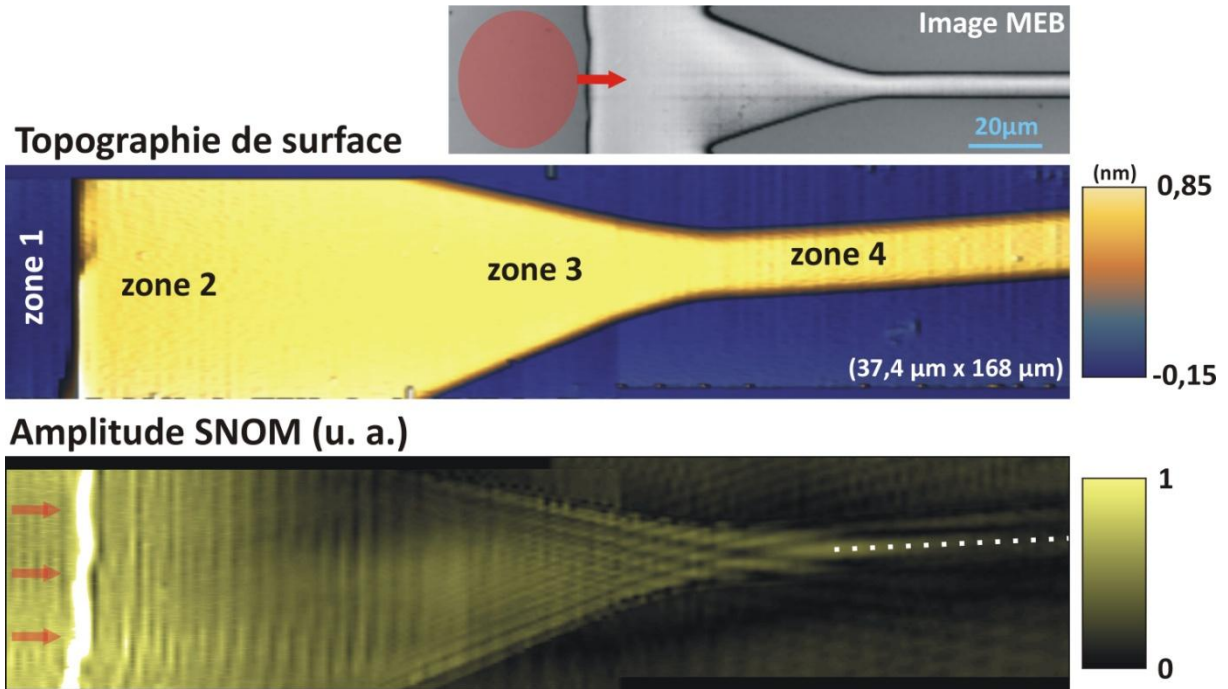


Figure 107 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en l'amplitude du signal SNOM d'un guide d'onde DLSP

Il est possible de rechercher, à l'aide du modèle planaire présenté dans la première partie de ce manuscrit (§1.2.C.c), l'ensemble des modes plasmoniques (de polarisation TM) susceptibles d'apparaître dans le polymère. Il est néanmoins nécessaire de connaître précisément l'épaisseur de polymère déposée. Dans ce but, différents profils sont extraits de la topographie de surface de la figure 107 le long du ruban (de manière à accéder aussi à la largeur du guide). Ces profils sont regroupés sur la figure 108.

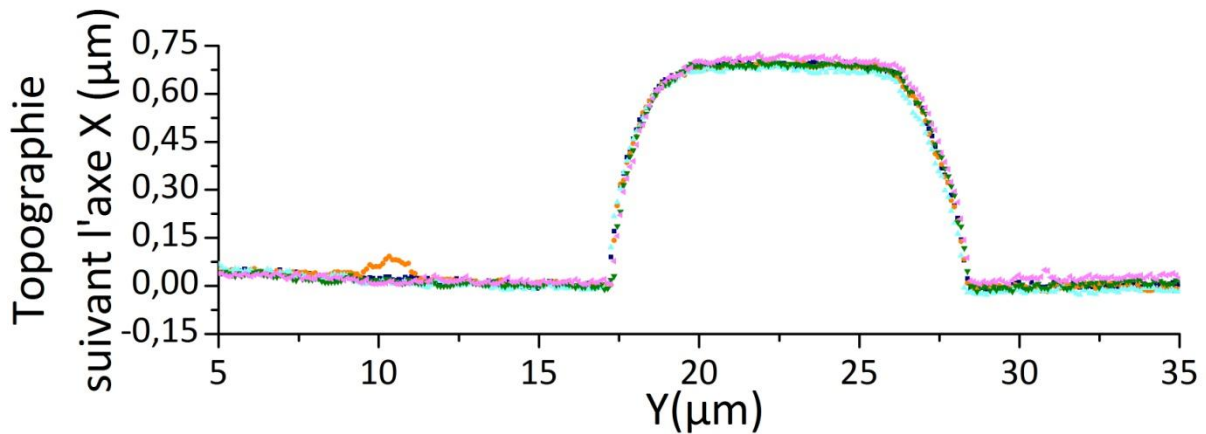
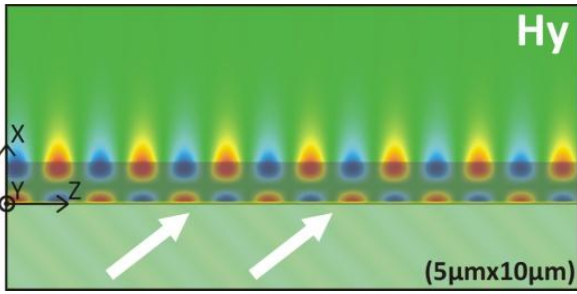
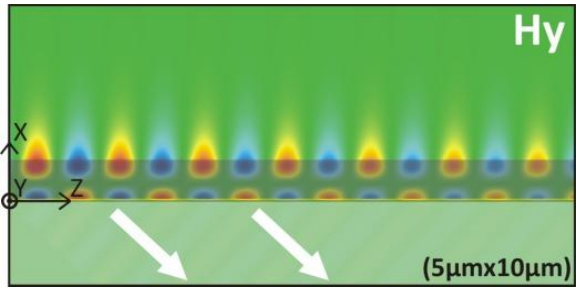
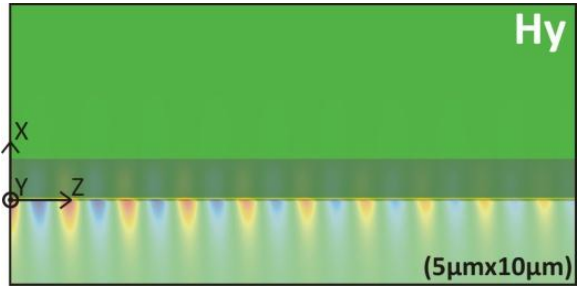
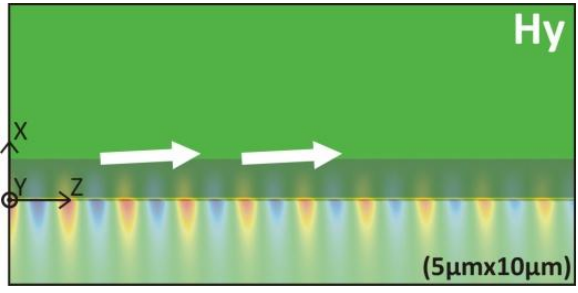
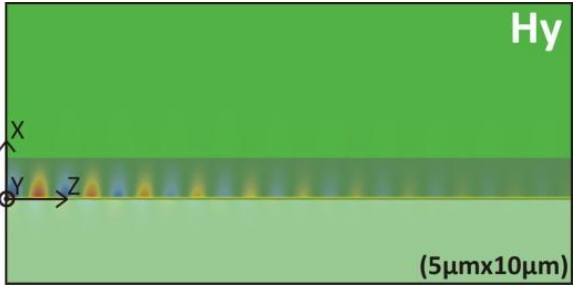
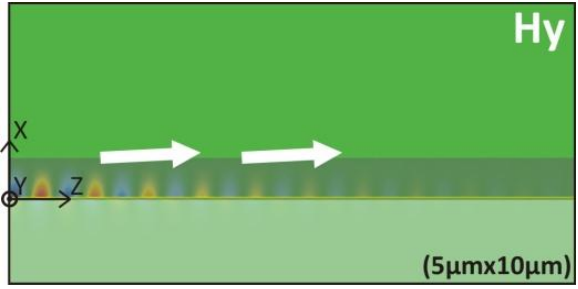


Figure 108 : Profils selon Y de la topographie de la surface le long du ruban en polymère

Ces profils permettent alors de déterminer les dimensions transversales du ruban mesurées par la micro-pointe SNOM. La hauteur mesurée est égale à  $h_{\text{ruban}}=690\pm 10\text{nm}$  et la largeur est égale à  $9,7\pm 1,5\mu\text{m}$ . L'erreur sur l'épaisseur dépend de la qualité de l'asservissement Shear-Force mais elle est généralement de l'ordre de grandeur de la précision de déplacement du transducteur piézoélectrique (20nm avec la platine APB300). La largeur du guide doit cependant être vérifiée sur les images MEB. En effet, le rayon de courbure de l'apex de la micro-pointe SNOM pouvant être compris entre quelques centaines de nanomètre et plusieurs  $\mu\text{m}$ , les largeurs des guides sont

généralement surévaluées. La largeur du guide mesurée au MEB est de  $w_{Au\_MEB}=8,19\pm 0,81\mu\text{m}$ , ce qui signifie que la pointe qui a effectué le balayage présenté figure 107 était large d'environ  $1,5\mu\text{m}^*$ .

Connaissant l'épaisseur de polymère, il est désormais possible, à partir du modèle planaire, d'accéder à l'ensemble des modes supportés sur l'interface Silice/Cr/Au/Polymère/Air. Pour  $h_{\text{ruban}}=690\text{nm}$  et des épaisseurs de chrome  $h_{\text{Cr}}=10\text{nm}$  et d'or  $h_{\text{Au}}=25\text{nm}$ , 8 modes sont permis. Certains de ces couples de modes sont quasi dégénérés de sorte que l'on peut les regrouper sous la forme de 4 couples de modes.

Mode 1 ( $\equiv G_1$ )		Mode 2 ( $\equiv L_1$ )	
$n_{\text{eff}}=1,059$	$L_{\text{SPP}}=91,22\mu\text{m}$	$n_{\text{eff}}=1,054$	$L_{\text{SPP}}=29,52\mu\text{m}$
Injection	$\delta_{\text{air}}=707,3\text{nm}$	Fuites radiatives	$\delta_{\text{air}}=739,4\text{nm}$
			
Mode 3 ( $\equiv B_{\text{Silice}/\text{Au}_0}$ )		Mode 4 ( $\equiv B_{\text{Silice}/\text{Au}_0}$ )	
$n_{\text{eff}}=1,479$	$L_{\text{SPP}}=17,4\mu\text{m}$	$n_{\text{eff}}=1,474$	$L_{\text{SPP}}=26,3\mu\text{m}$
$\delta_{\text{silice}}=820,4\text{nm}$	$\delta_{\text{air}}=186,0\text{nm}$	$\delta_{\text{silice}}=909,9\text{nm}$	Fuites radiatives
			
Mode 5 ( $\equiv B_{\text{Au}/\text{Polymère}_0}$ )		Mode 6 ( $\equiv B_{\text{Au}/\text{Polymère}_0}$ )	
$n_{\text{eff}}=1,661$	$L_{\text{SPP}}=6,49\mu\text{m}$	$n_{\text{eff}}=1,642$	$L_{\text{SPP}}=5,44\mu\text{m}$
$\delta_{\text{silice}}=303,1\text{nm}$	$\delta_{\text{air}}=185,9\text{nm}$	$\delta_{\text{silice}}=318,3\text{nm}$	Fuites radiatives
			

\* Si l'on considère que la technique de fusion-étirage conserve le rapport des dimensions cœur/gaine ( $=9/125=0,072$ ) lors de la fabrication de la pointe, une pointe de diamètre  $1,5\mu\text{m}$  conduit à un cœur de  $108\text{nm}$  soit une résolution optique largement sub-longueur d'onde.

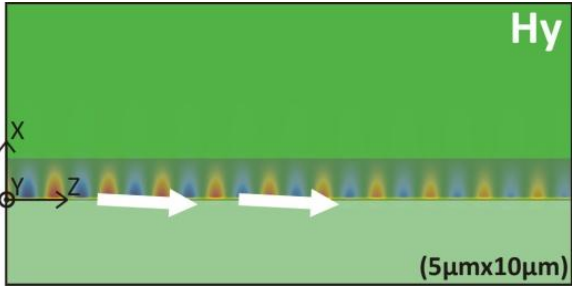
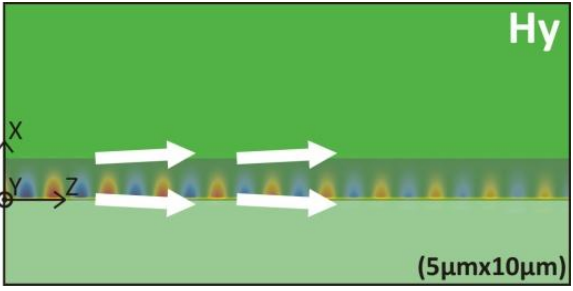
Mode 7 ( $\equiv B_{Au/Polymère_0}$ )		Mode 8 ( $\equiv B_{Au/Polymère_0}$ )	
$n_{eff}=1,639$	$L_{SPP}=20,6\mu m$	$n_{eff}=1,611$	$L_{SPP}=17,7\mu m$
Fuites radiatives	$\delta_{air}=190,0nm$	Fuites radiatives	Fuites radiatives
			

Tableau 17 : Modes de propagation existant sur une interface Silice/Cr/Au/Polymère/Air avec des épaisseurs de chrome  $h_{Cr}=10nm$ , d'or  $h_{Au}=25nm$  et une hauteur de polymère  $h_{ruban}=690nm$

Le mode 1 d'indice effectif 1,059 correspond à la génération d'un SPP à l'interface Au/Polymère en configuration de KR avec un nœud de champ  $H_y$  (donc un changement de signe sur  $H_y$ ) au centre du ruban en polymère. Sur l'ensemble des modes supportés, le mode 1 est celui qui possède la longueur de propagation la plus élevée du fait du phénomène de couplage cumulatif dû à l'injection de lumière tout au long de l'interface (mode « growing »  $G_1$  – voir §1.2.C.c). En l'absence de ce couplage KR, ce mode se propage sous la forme du mode 2 d'indice effectif 1,054 qui présente des fuites radiatives (mode « leaky »  $L_1$ ) dans le substrat en silice avec une longueur de propagation de 29,4 $\mu m$ . L'indice effectif proche de l'indice de réfraction de l'air s'explique par une délocalisation importante du champ évanescent dans l'air avec une profondeur de pénétration  $\delta_{air}$  d'environ 700nm.

Les modes 3 et 4 correspondent à des SPP se propageant majoritairement à l'interface Silice/Cr/Au. Le mode 3 est lié (évanescent dans la silice et dans le polymère) et le mode 4 présente des fuites radiatives dans l'air. Les longueurs de propagation sont déjà plus faibles que pour le mode 2 avec respectivement  $L_{SPP}=17,4\mu m$  et  $L_{SPP}=26,3\mu m$ .

Les quatre derniers modes correspondent à un SPP se propageant majoritairement à l'interface Au/Polymère. Le mode 5 est lié, le mode 6 présente des fuites dans l'air. Leurs longueurs de propagation sont très faibles – respectivement  $L_{SPP}=6,49\mu m$  et  $L_{SPP}=5,44\mu m$  - de sorte qu'ils disparaissent très rapidement. Le mode 7 présente des fuites dans la silice et le mode 8 des fuites dans l'air et la silice. Les longueurs de propagation sont respectivement  $L_{SPP}=20,6\mu m$  et  $L_{SPP}=17,7\mu m$ .

Pour commencer, on peut remarquer que, même pour les modes possédant les longueurs de propagation les plus élevées - de l'ordre de  $L_{SPP}\sim 20-30\mu m$  -, cette longueur de propagation reste faible par rapport à la longueur à parcourir dans la zone d'injection. Il en résulte que la configuration 1 aboutit de toute façon à une injection finale dans le guide DLSP qui n'est probablement pas efficace. En effet, l'énergie a déjà fuit en grande partie dans le substrat ou dans l'air (ou s'est dissipée dans le métal) en parcourant la zone d'injection avant d'arriver jusqu'à l'entrée du guide. La longueur de la zone d'injection devrait alors être plus courte mais la forme serait alors encore moins adaptée à une adaptation progressive donc adiabatique de l'impédance complexe ce qui ne serait pas non plus favorable à une injection efficace.

A partir de l'image de la distribution en amplitude SNOM présentée figure 107, il est malgré tout possible d'essayer d'estimer la longueur de propagation du champ évanescent dans la zone homogène de polymère située juste après l'arête. Pour cela, des profils de champ sont extraits le



long de l'axe de propagation. En effectuant plusieurs ajustements exponentiels suivant l'équation [129], on obtient une longueur de propagation de  $L_{SPP}=54,1\pm 9,0\mu\text{m}$ . De manière similaire aux guides d'onde métalliques, l'indice de réfraction de l'or à  $1,55\mu\text{m}$  calculé à partir des travaux de Rakic<sup>69</sup> sous-estime la longueur de propagation réelle mesurée avec le SNOM\*. D'autre part, la valeur de la longueur de propagation ainsi mesurée dans la zone d'injection est probablement faussée car, lorsque le SPP atteint la zone de rétreint, un effet de focalisation permet de concentrer progressivement la lumière à l'entrée du guide d'onde DLSP et ainsi de compenser en partie artificiellement l'atténuation des modes due aux dissipations par les fuites dans l'air et le substrat de silice ou due à l'absorption de la lumière dans les couches métalliques.

Ainsi, très peu de lumière arrive à l'extrémité du taper et se retrouve couplée dans le ruban en polymère. Le guide étant très large ( $w_{\text{Au\_MEB}}=8,19\mu\text{m}$ ), il est fortement multimode d'où une répartition de l'amplitude de champ à la surface du ruban complexe (figure 107 – zone 4). La longueur de propagation peut néanmoins être calculée en ajustant une courbe exponentielle sur un profil extrait de l'image SNOM 2D au-dessus du ruban (correspondant au trait pointillé blanc sur la figure 107). La longueur de propagation obtenue est de  $L_{SPP}=26,0\pm 0,4\mu\text{m}$ . Elle est donc parfaitement cohérente avec les calculs effectués avec le modèle planaire où la longueur de propagation du mode 2 ( $L_1$ ) est de  $L_{SPP}=29,5\mu\text{m}$ .

Une comparaison entre les profondeurs de pénétration dans l'air, les longueurs de propagation et les distributions de champ associés aux différents modes est possible à partir du tableau 17. Cette comparaison semble indiquer que les modes 1 et 2 seront à priori ceux majoritairement collectés par la micro-pointe fibrée du SNOM du fait d'une longueur de propagation plus élevée mais surtout à cause d'une importante délocalisation du champ dans l'air en comparaison des autres modes. C'est donc les seuls modes détectables au dessus du ruban diélectrique. De plus, l'indice effectif du mode 2 étant proche de l'indice de l'air, ce mode peut également être injecté efficacement dans la configuration de KR en localisant le spot laser directement à l'intérieur du taper. Les autres modes, d'indices plus élevés, seront alors totalement rejetés (configuration 2). Cette deuxième configuration a été testée sur les trois guides DLSP les plus fins (guides placés dans le bas de la figure 106) de manière à éviter un comportement multimode.

### C. Génération du SPP en configuration 2

En injectant la lumière laser directement au niveau de la zone d'injection en polymère, seuls les modes 1 et 2 se retrouvent couplés sur l'interface Silice/Cr/Au/Polymère/Air. Cela facilite ainsi l'interprétation des images 2D de la distribution en l'amplitude de champ mesurées avec le montage SNOM. Plusieurs balayages ont été effectués au-dessus de guides DLSP de différentes largeurs, permettant de vérifier qu'il s'agissait bien des modes TM<sub>10</sub>.

Les cartographies de la topographie de surface et les images 2D de la distribution en amplitude SNOM de deux guides d'onde DLSP sont présentées sur la figure 109. De manière similaire au travail effectué sur la figure 108, les images 2D de la distribution en l'amplitude SNOM permettent de déterminer les longueurs de propagation du mode en ajustant une courbe exponentielle décrite par l'équation [129] sur un profil extrait juste au dessus des rubans (correspondant au trait pointillé blanc

\* Le même calcul effectuée avec l'indice de réfraction de la couche d'or obtenu par Theye conduit à un mode d'indice effectif 1,048 avec une longueur de propagation  $55,8\mu\text{m}$  proche de celui mesuré expérimentalement.

sur la figure 109). Les longueurs de propagation  $L_{SPP\_SNOM}$  déduites des ajustements exponentiels sont données dans le tableau 18.

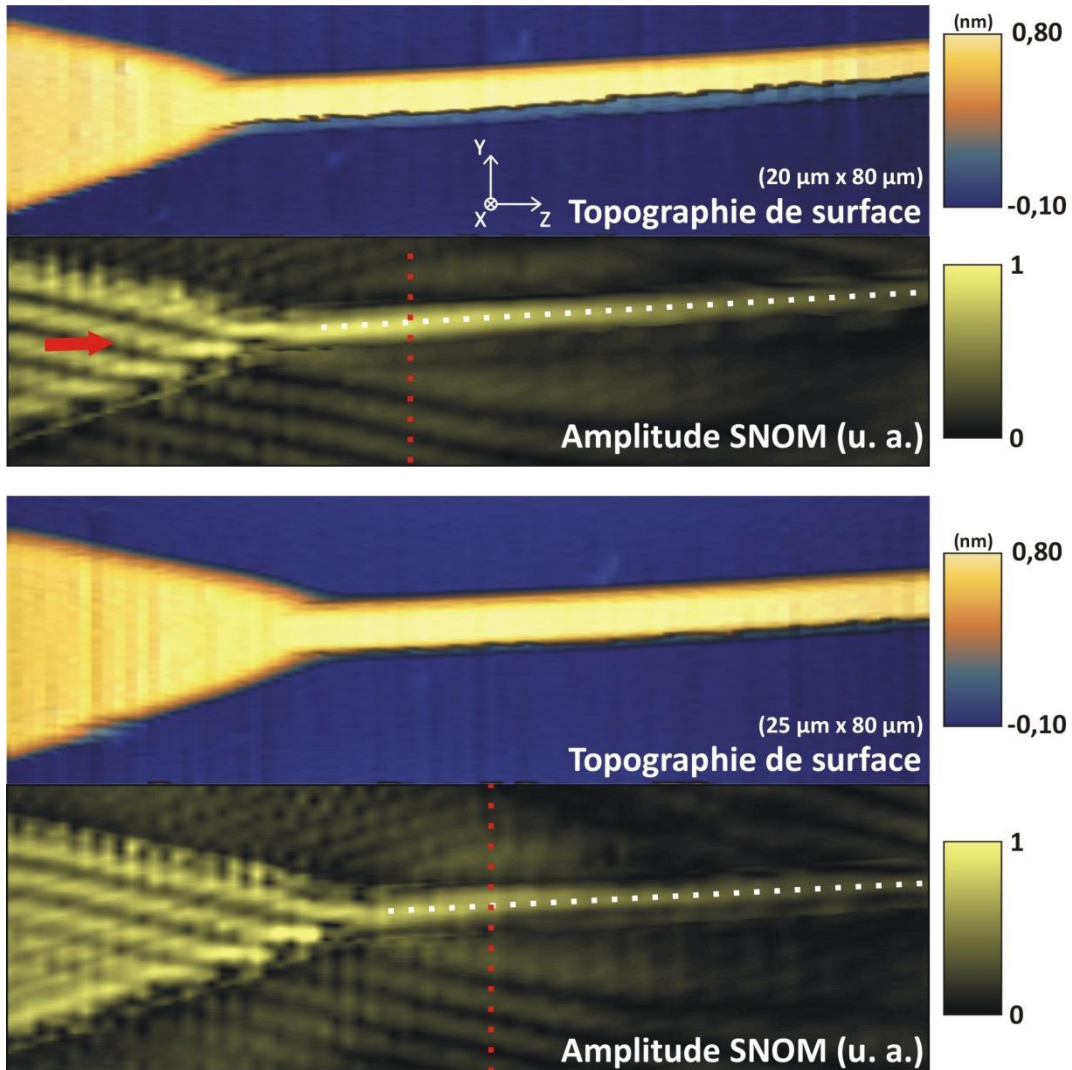


Figure 109 : Cartographies de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM pour deux guides d'onde DLSP après injection avec la configuration 2

$h_{\text{ruban}}$ (nm)	$w_{\text{ruban}}$ ( $\mu\text{m}$ ) au SNOM	$w_{\text{ruban}}$ ( $\mu\text{m}$ ) au MEB	$L_{SPP\_SNOM}$ ( $\mu\text{m}$ )	$L_{SPP\_MS}$ ( $\mu\text{m}$ )
$674,4 \pm 13,0$	$3,78 \pm 0,16$	$2,20 \pm 0,34$	41,8	40,4
$671,2 \pm 17,5$	$5,08 \pm 0,41$	$3,40 \pm 0,44$	39,0	35,7

Tableau 18 : Dimensions des guides d'onde et longueurs de propagation du mode SPP mesurée

Des profils transverses ont ensuite été extraits des topographies de surface de manière à déterminer l'épaisseur  $h_{\text{ruban}}$  et la largeur des rubans en polymère  $w_{\text{ruban}}$ . Les images MEB ont ensuite été utilisées pour mesurer plus précisément les largeurs des rubans. Les dimensions de ces guides d'onde DLSP sont également reportées dans le tableau 18. Des artefacts dus aux dimensions et à la forme de l'apex de la pointe apparaissent sur les topographies de surface. Les guides DLSP semblent alors plus larges de  $1,5\mu\text{m}$  environ et légèrement dissymétriques (voir les figures 109 et 110).

En tenant compte des dimensions mesurées, il est possible de calculer avec le solveur de mode l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$ , la longueur de propagation  $L_{SPP\_MS}$  ainsi que la distribution en l'amplitude de champ du mode à fuites TM<sub>10</sub> dans le ruban pour une épaisseur de chrome  $h_{\text{Cr}}=10\text{nm}$  et une

épaisseur d'or  $h_{Au}=25\text{nm}$ . Par exemple, dans le cas du premier guide DLSP présenté sur la figure 109, pour une épaisseur de ruban  $h_{ruban}=674,4\text{nm}$  et une largeur  $w_{ruban}=2\mu\text{m}$ , le solveur de mode aboutit à un mode à fuites TM<sub>10</sub> d'indice effectif  $n_{eff}=1,016$  et possédant une longueur de propagation  $L_{SPP\_MS}=40,4\mu\text{m}$ . La distribution en amplitude de champ  $H_y$  calculée avec le solveur de mode est représentée sur la figure 110. Cette représentation vue en coupe transverse permet de distinguer le nœud du champ  $H_y$  au centre du mode TM<sub>10</sub> ainsi que la partie du champ plasmonique sur l'interface Au/Polymère. La partie du champ dans l'air au dessus du polymère est prélevée par la micro-pointe SNOM. De même, dans le cas du deuxième guide DLSP caractérisé par  $h_{ruban}=671,2\text{nm}$  et  $w_{ruban}=3,4\mu\text{m}$ , l'indice effectif est  $n_{eff}=1,025$  et la longueur de propagation vaut  $L_{SPP\_MS}=35,7\mu\text{m}$ . La comparaison des longueurs de propagation mesurées avec le SNOM avec celles calculées par le solveur de mode montre un bon accord.

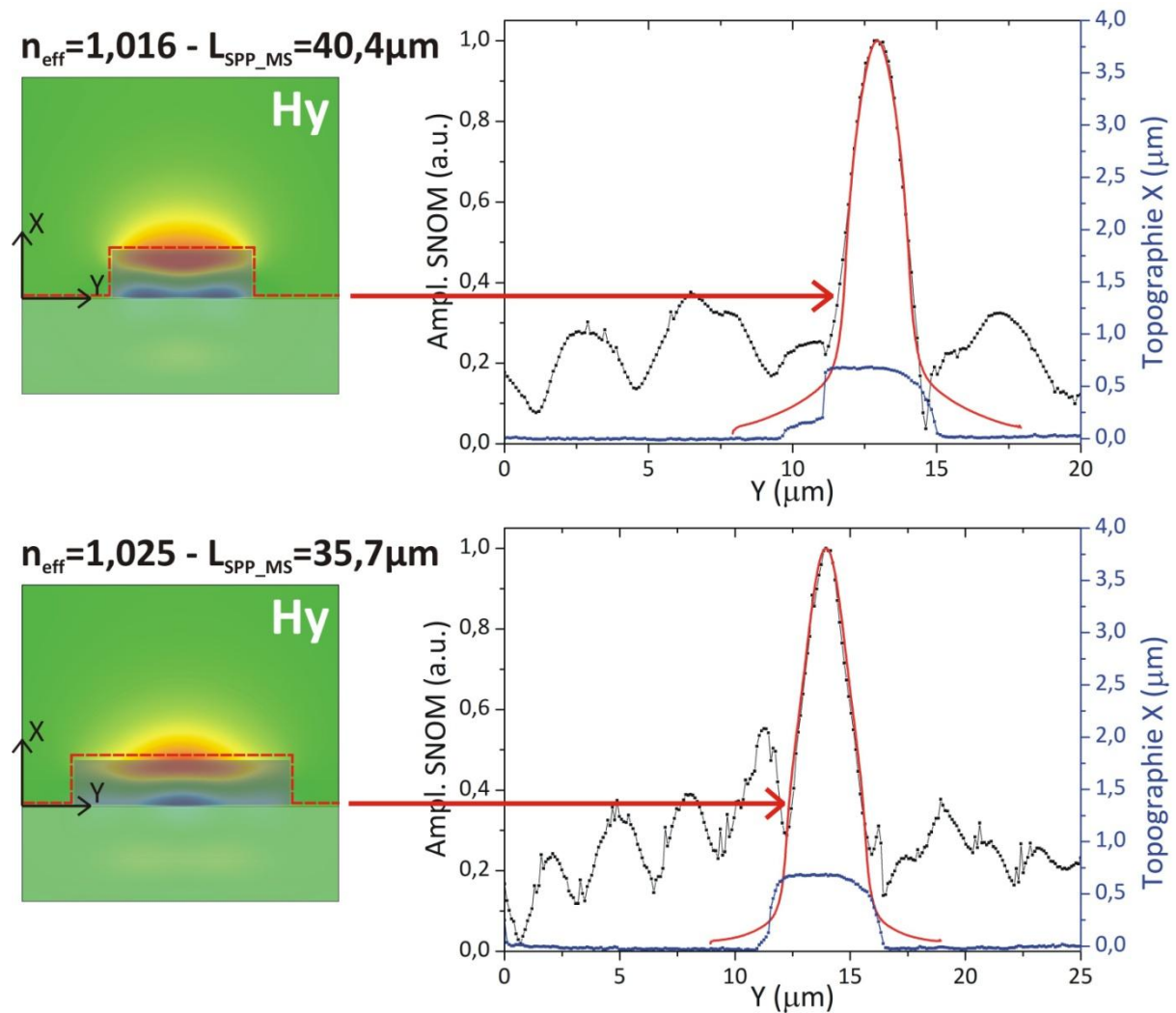


Figure 110 : (à gauche) Distribution spatiale transverse de l'amplitude de champ  $H_y$  calculé avec le solveur de mode ; (à droite) Profils extraits de la topographie de surface (pointillé bleu), de l'amplitude SNOM (pointillé noir) et de la distribution spatiale  $H_y$  (rouge) déterminé par le solveur de mode

Il est également possible de comparer les distributions en amplitude de champ  $H_y$  calculées par le solveur de mode avec les distributions en amplitude mesurées par le SNOM. Des profils théoriques ont tout d'abord été extraits au dessus du ruban en suivant une trajectoire similaire à celle empruntée par la micro-pointe fibrée lors du balayage (indiquée en pointillé rouge sur la figure 110). Ces profils théoriques déterminés à partir du solveur de mode sont alors comparés à des profils extraits suivant la direction  $Y$  (indiqué en pointillé rouge sur la figure 109) dans l'image 2D de la

distribution en amplitude SNOM. La comparaison de ces profils montre à nouveau un très bon accord.

Les profils étant extraits juste après la zone d'injection, un fond important apparaît de part et d'autre du ruban en polymère. Ce fond parasite correspond à la fois à des fuites radiatives dans l'air mais aussi à des modes à fuites couplés sur l'interface Silice/Cr/Au/Air. En effet, lorsque le mode 2 atteint l'une des arêtes de la zone d'injection en polymère, une partie du mode est réfléchi vers l'intérieur créant des franges d'interférences en damier observables sur l'image SNOM.) L'autre partie du champ est transmise vers l'extérieur sous forme de fuites dans l'air ou de modes à fuites couplés à l'interface Silice/Cr/Au/Air. Ces fuites entraînent des franges d'interférences en épis de part et d'autre du ruban en polymère. Elles sont particulièrement visibles sur les images 2D de la distribution en amplitude SNOM (Figures 109 et 111) et tendent à confirmer que l'adaptation d'impédance obtenue dans la zone d'injection est imparfaite.

De manière similaire aux bandes métalliques, le mode TM<sub>10</sub> présente une largeur de coupure qui peut être déterminée à partir du solveur de mode. Par exemple, pour  $h_{Cr}=10\text{nm}$ ,  $h_{Au}=25\text{nm}$  et  $h_{ruban}=674,4\text{nm}$ , la largeur de coupure se situe autour de  $w_{ruban}=1,6\mu\text{m}$ . Pour des largeurs de guide inférieures, le mode TM<sub>10</sub> se retrouve bloqué à l'entrée du guide. Une telle situation de coupure est observée sur le guide présenté sur la figure 111 dont la largeur mesurée au MEB vaut  $w_{ruban} 1,24\pm 0,07\mu\text{m}$ . L'ajustement à l'injection était déjà réglé sur les guides DLSP plus large (où le mode TM<sub>10</sub> avait été observé) avant de passer à ce guide plus étroit de façon qu'il n'y ait pas d'ambiguïté sur le fait qu'il s'agisse bien d'un effet de coupure et non d'un mauvais réglage.

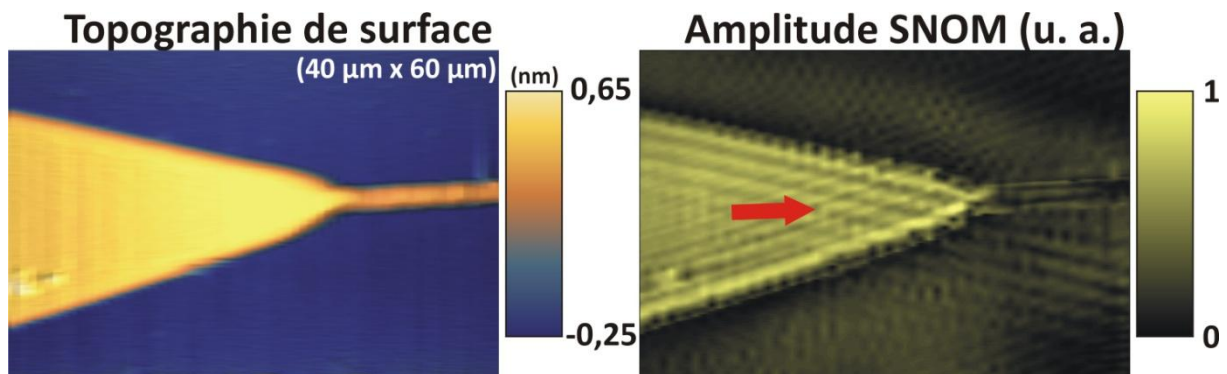


Figure 111 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM d'un guide d'onde DLSP avec un ruban de polymère dont la largeur est inférieure à la largeur de coupure

#### D. Première tentative de couplage du mode TM<sub>00</sub> en configuration de KR

L'étude du couplage du mode TM<sub>00</sub> nécessite dans un premier temps la fabrication de nouveaux guides d'onde DLSP de largeurs plus faibles. Ces guides ont été à nouveau fabriqués par lithographie électronique sur un substrat en silice. On commence par déposer par pulvérisation cathodique une couche d'accrochage en chrome d'épaisseur 10nm puis une couche d'or d'épaisseur égale à 50nm. La couche d'or possède maintenant une épaisseur plus élevée que précédemment dans le but de réduire les pertes par fuites radiatives dans le substrat. L'épaisseur du polymère dans la zone d'injection étant suffisamment élevée pour guider le mode TM<sub>10</sub>, nous avons essayé dans un premier temps de coupler le mode TM<sub>00</sub> en injectant la lumière directement depuis la zone d'injection avec un angle d'incidence supérieur à l'angle de résonance correspondant au mode TM<sub>10</sub>.

Après plusieurs tentatives, nous avons réussi à coupler un peu de lumière sur les DLSP réalisés. Deux acquisitions SNOM sont illustrées sur les figures 112 et 113. Les topographies de surface et les

images MEB de ces guides permettent de déterminer l'épaisseur et la largeur des rubans en polymère :

$h_{\text{ruban}}$ (nm) au SNOM	$w_{\text{ruban}}$ ( $\mu\text{m}$ ) au SNOM	$w_{\text{ruban}}$ (nm) au MEB
$658,5 \pm 14,5$	2,30	$714,2 \pm 71,4$
$689,8 \pm 13,6$	2,72	$1034 \pm 54$

Tableau 19 : Dimensions des guides d'onde DLSPP étudié pour coupler le mode TM00

L'observation du mode TM00 s'avère cependant complexe. La première raison vient de la distribution spatiale du mode TM00 qui se trouve fortement confinée à l'intérieur du ruban en polymère, à proximité immédiate de la couche métallique (voir §II.1.E et figure 30). Cette distribution est très différente du mode à fuites sur une bande d'or (IV.2.B) ou du mode TM10 dans un guide DLSPP où un maximum de champ se trouve au contraire délocalisé dans l'air (Figure 114).

Ainsi, pour espérer collecter un peu du champ dans le mode TM00, la micro-pointe SNOM doit s'approcher très près du ruban de polymère. Pour cela, l'apex à l'extrémité de la micro-pointe doit être très fin et l'asservissement de position doit être suffisamment sensible pour ne pas abimer les structures DLSPP. Sur la figure 112 par exemple, la lumière est majoritairement détectée au niveau de l'extrémité du guide DLSPP alors que très peu de lumière semble se propager le long de la structure.

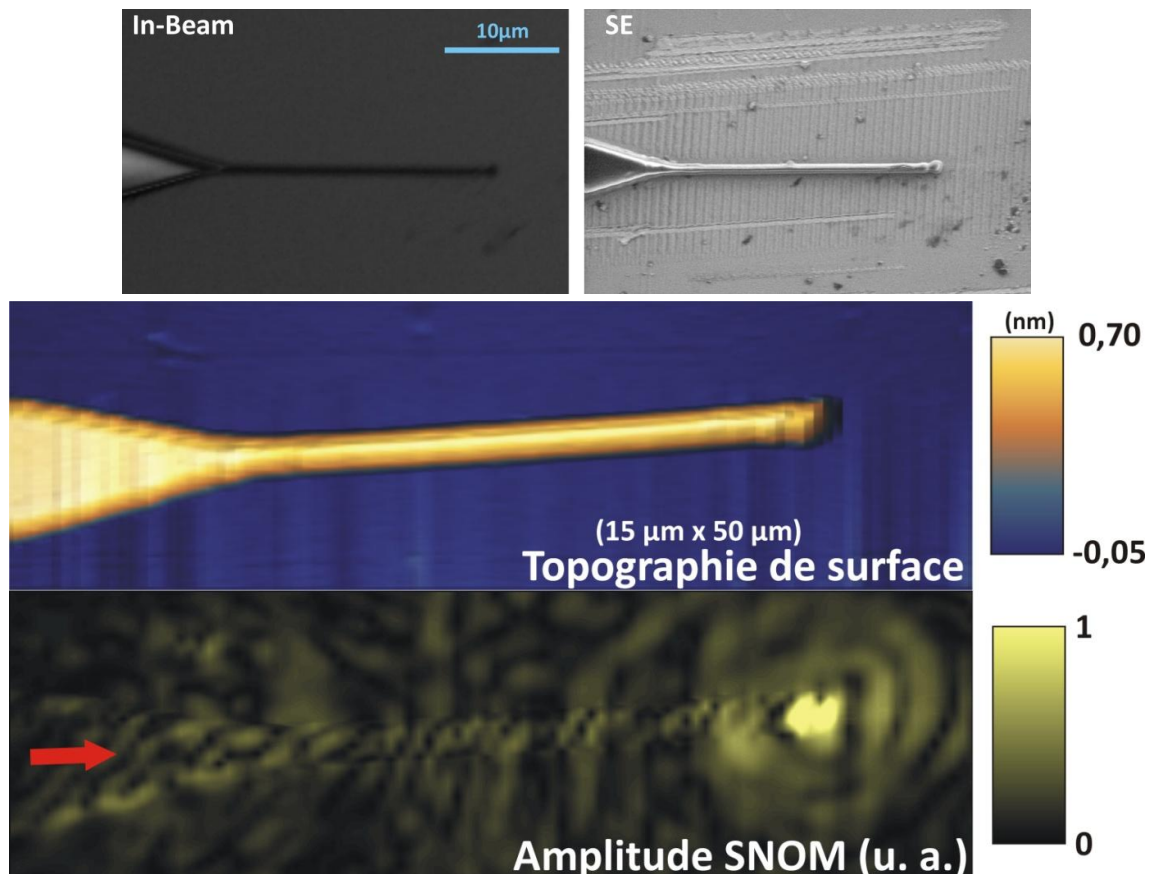


Figure 112 : Images MEB, cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM d'un guide d'onde DLSPP

Pour mieux visualiser la faible quantité de lumière à collecter sur le mode TM00 sans être aveuglé par la lumière en sortie du guide, ou par la lumière diffusée au niveau de la zone d'injection, le balayage est limité à la partie centrale d'un DLSPP sur la figure 113. Malgré ces précautions, très peu

de lumière est finalement collectée par la micro-pointe fibrée au dessus du ruban en polymère et l'image détectée reste très bruitée et faiblement contrastée.

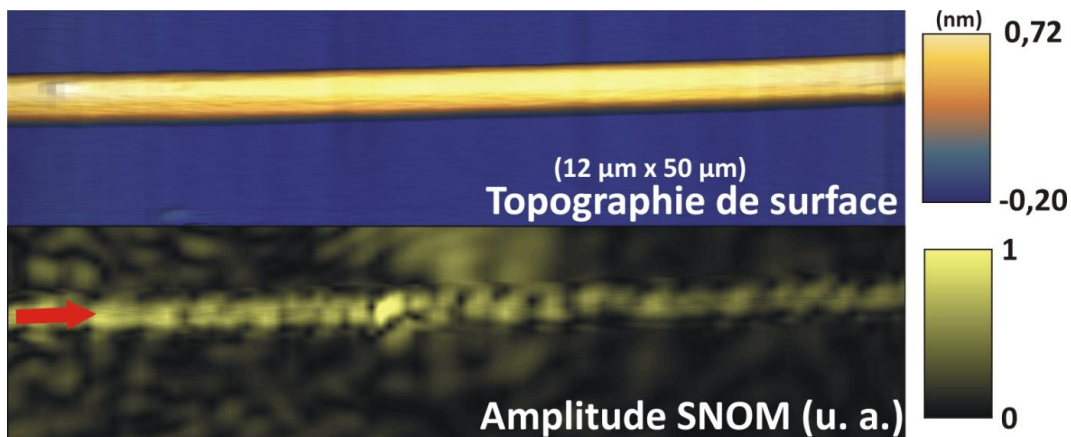


Figure 113 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM d'un guide d'onde DLSP

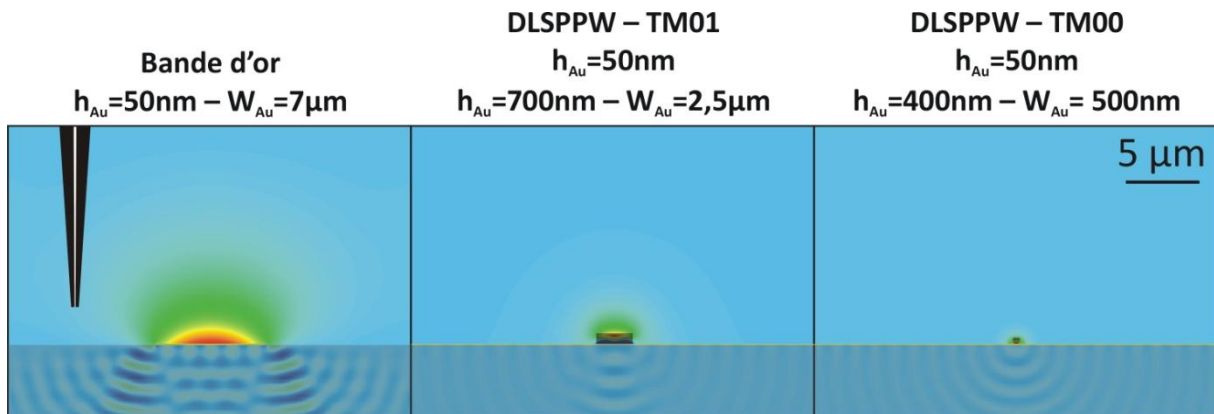


Figure 114 : Comparaison des distributions des composantes de champ  $H_y$  pour trois modes à fuites

La raison principale pour laquelle le couplage du mode au niveau de la zone d'injection est délicat à réaliser provient essentiellement de l'incompatibilité entre l'indice de réfraction du substrat en silice et l'indice effectif élevé du mode TM00. Cette différence entre les indices du substrat et du mode dans le guide ne permet pas de respecter la condition d'accord de phase. Pour faciliter le couplage, il est alors nécessaire de remplacer le substrat ainsi que le prisme en silice par un substrat et un prisme possédant un indice de réfraction élevé (supérieur à l'indice de réfraction de la résine polymère  $n > 1,64$ ).

#### E. Génération du mode TM00 en configuration de KR avec un substrat et un prisme à haut-indice

De nouvelles structures de DLSP ont été réalisées par lithographie électronique sur des substrats de MgO d'indice de réfraction  $n_{\text{MgO}} = 1,71$  (@1,55µm). A nouveau, des couches métalliques de chrome de 5nm d'épaisseur et d'or de 50nm d'épaisseur ont été déposées par pulvérisation cathodique avant la structuration par LFE de la couche de résine SAL601-SR7. Des images MEB sont présentées sur la figure 94. Après fabrication des motifs en salle blanche, le substrat de MgO est fixé sur un prisme SF11 d'indice de réfraction 1,74 (@1,55µm) à l'aide du liquide à adaptation d'indice Norland.

L'angle d'injection du faisceau incident a été ensuite optimisé à l'aide de la table de rotation micrométrique de manière à permettre un couplage efficace du SPP en configuration de KR directement à l'intérieur du taper (configuration 2). Plusieurs balayages successifs avec des pas

d'échantillonnage  $dy=100\text{nm}$  et  $dz=500\text{nm}$  ont été effectués le long de guides DLSP de largeurs  $w_{\text{ruban}}=1200\pm 50\text{nm}$ ,  $w_{\text{ruban}}=800\pm 50\text{nm}$  et  $w_{\text{ruban}}=600\pm 50\text{nm}$ . Les cartographies de la topographie de surface et les images 2D de la distribution en amplitude SNOM de ces guides DLSP sont respectivement présentées sur les figures 119, 120 et 121. On a également ajouté en insert sur la figure 121 une vue 3D de l'extrémité du ruban en polymère sur une zone de dimension  $15\times 55\mu\text{m}^2$  avec des pas d'échantillonnage plus fins  $dy=dz=100\text{nm}$  pour mieux visualiser les détails.

Des profils ont ensuite été extraits des topographies de surface de manière à déterminer l'épaisseur du ruban. L'épaisseur mesurée  $h_{\text{ruban}}=472,8\pm 13,6\text{nm}$  est suffisamment faible pour empêcher l'apparition du mode TM10 qui présente une coupure en dessous d'une épaisseur de l'ordre de  $600\text{nm}$  (voir §I.2.C.c et figure 14).

La distribution spatiale du mode TM00 étant majoritairement localisée dans le polymère entre les couches métalliques et l'air, l'indice effectif du mode TM00 est très peu influencé par le changement de substrat. Deux calculs quasiment identiques ont été effectués avec le solveur de mode pour un ruban en SAL601-SR7 de largeur  $w_{\text{ruban}}=600\text{nm}$  et d'épaisseur  $h_{\text{ruban}}=472,8\text{nm}$  déposé sur une épaisseur de chrome  $h_{\text{Cr}}=5\text{nm}$  et une épaisseur d'Or  $h_{\text{Au}}=50\text{nm}$ . Le premier calcul est effectué pour un substrat en silice et le second pour un substrat en MgO. Les distributions de la composante de champ  $H_y$  (Figure 115) ainsi que les indices effectifs sont quasiment identiques pour les deux modes calculés. Seule la longueur de propagation varie très légèrement. Ainsi, le changement de substrat ne modifie quasiment pas les caractéristiques principales du mode TM00 mise à part la possibilité de pouvoir désormais coupler en configuration de KR en injectant la lumière dans la zone d'injection en polymère (configuration 2).

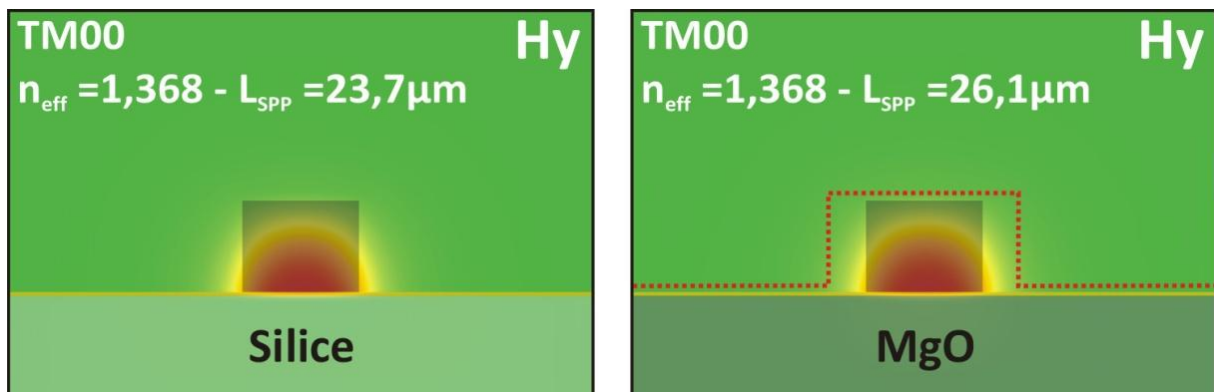


Figure 115 : Distributions de la composante de champ  $H_y$  pour le mode TM00 calculées avec le solveur de mode pour un guide DLSP de largeur  $600\text{nm}$  et d'épaisseur  $472,8\text{nm}$  sur des substrats de silice (à gauche) et de MgO (à droite)

La distribution de l'amplitude de champ SNOM juste au dessus de la zone d'injection mesurée pour le couplage du mode TM00 (figures 119 et 120) est alors très différente de celle obtenue lors du couplage du mode TM10 (figure 109) avec un maximum d'amplitude détecté sur les arêtes de la zone d'injection qui nécessite de saturer l'échelle de fausses couleurs.

Les guides DLSP de  $1200\text{nm}$  et de  $800\text{nm}$  de largeur présentent une structuration du SPP au dessus du ruban traduisant un comportement multimode. Ce résultat est cohérent avec les calculs effectués avec le solveur de mode sur un substrat en silice et pour une épaisseur de polymère de  $500\text{nm}$  (Figure 31). En effet, pour un guide de  $1200\text{nm}$  de largeur, deux à trois modes (TM00, TM01 et TM02) sont susceptibles de se propager dans le ruban. Seul le guide de  $600\text{nm}$  de largeur peut alors être considéré comme monomode.

Un profil théorique du mode a été extrait des simulations par solveur de mode juste au dessus du ruban en suivant un trajet similaire à celui emprunté par la micro-pointe fibrée lors du balayage

(indiqué en pointillé rouge sur la figure 115) puis superposé sur un profil extrait de l'image 2D selon la direction Y de la distribution en amplitude SNOM (indiqué en pointillé rouge sur la figure 121). La comparaison de ces profils montre aussi un très bon accord permettant en plus de confirmer que malgré une résolution transverse des dimensions de la pointe médiocre ( $\text{apex} \approx 0,5\text{-}2\mu\text{m}$ ), le montage SNOM permet de mesurer des profils avec une résolution optique clairement inférieure à la moitié de la longueur d'onde.

De même, la longueur de propagation peut être estimée en effectuant des ajustements exponentiels sur des profils extraits au dessus du ruban. Contrairement à ce qui est prédit par les calculs avec le solveur de mode (où  $L_{\text{SPP}} \approx 25\mu\text{m}$ ), les longueurs de propagation déduites des figures 119, 120 et 121 semblent très élevées ( $L_{\text{SPP}} \approx 100\text{-}200\mu\text{m}$ ). Ces écarts très importants pourraient s'expliquer par un couplage cumulatif des modes plasmoniques effectué tout le long du ruban qui compenserait en partie les pertes (mode growing).

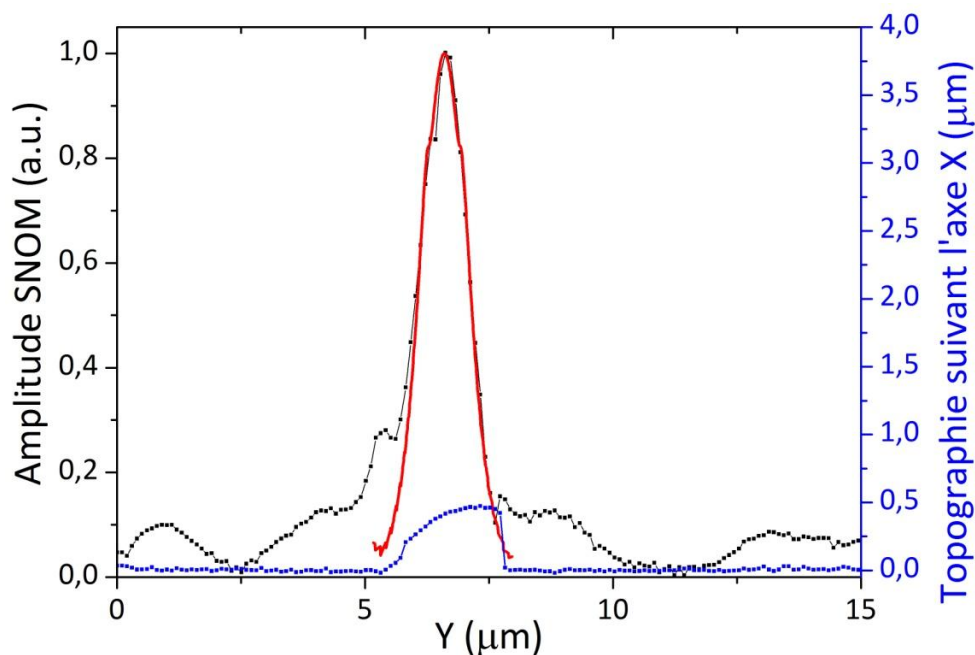


Figure 116 : Profils extraits de la topographie de surface (trait pointillé bleu), de l'amplitude SNOM (trait pointillé noir) et de la distribution spatiale  $H_y$  (trait plein rouge)

Enfin, un phénomène d'interférence très marqué apparaît à l'extrémité du guide d'onde avec des franges d'interférence de périodes différentes avant et après l'arête de sortie du ruban en polymère (voir figure 121). L'observation de ces franges d'interférence est cohérente avec les calculs qui avaient été effectués par simulation FDTD et présentés dans la partie §II.2.G.b. Pour mesurer précisément la période des franges, un profil a été extrait de la distribution en amplitude SNOM (indiqué en pointillés blanc sur la figure 121) et représenté sur la figure 117. Ces franges apparaissent de part et d'autre d'un pic très marqué correspondant aux fuites dans l'air qui apparaissent en sortie du DLSP. Les échelles des figures 117 et 121 ont été volontairement saturées pour faire apparaître ces franges d'interférence. La période des franges avant la sortie du ruban est mesurée égale à  $i_1 = 1,09 \pm 0,1\mu\text{m}$  et la période des franges après la sortie est de  $i_2 = 2,43 \pm 0,02\mu\text{m}$ .



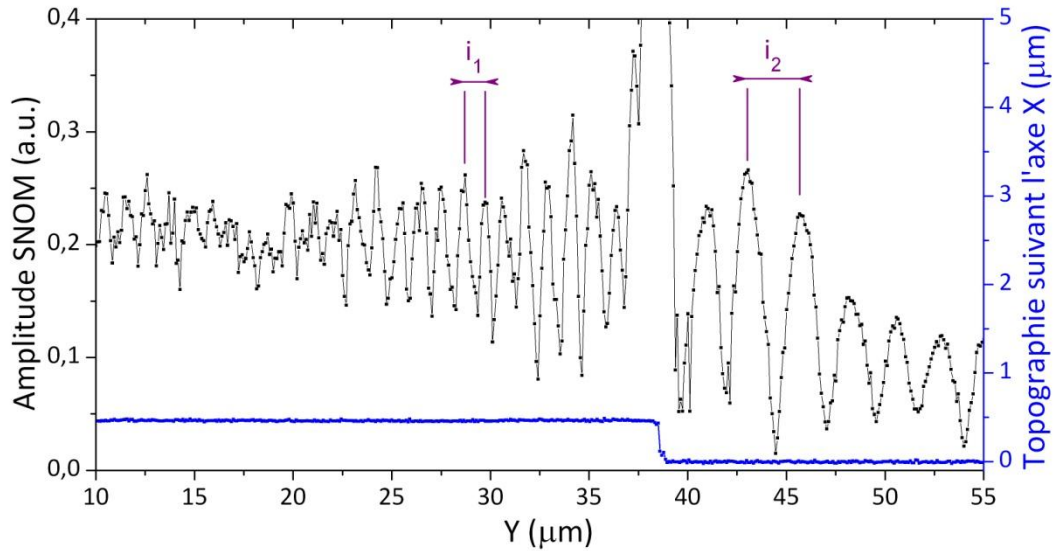


Figure 117 : Profils extraits de la topographie de surface (courbe bleu) et de l'amplitude SNOM (courbe noir)

L'interfrange situé avant la sortie du ruban semble être deux fois plus grande que l'interfrange prévu par le calcul FDTD. En effet, dans le ruban, l'interfrange  $i_1$  lié à la superposition des deux ondes contra-propagatives du mode TM00 liées à une réflexion sur l'arête devrait conduire à des franges avec une période égale à :

$$i_1 = \frac{\lambda}{2n_{eff}(TM00)} = \frac{1550}{2 \times 1,368} = 566nm$$

En sortie du ruban, l'interférence entre les fuites radiatives dans l'air avec un mode à fuites se propageant sur l'interface MgO/Cr/Au/Air conduit également à des franges d'interférence avec une période qui dépend de l'inclinaison des fuites dans l'air. L'angle de ces fuites étant impossible à évaluer, il est difficile de prévoir la période des franges qui devrait être observée. Néanmoins, il est possible à partir de la période  $i_2=2,43\pm 0,02\mu m$  de calculer l'angle d'inclinaison des fuites radiatives dans l'air par rapport à la couche d'or. Les fuites sont inclinées de  $\theta=68,4^\circ$  ce qui expliquerait pourquoi l'amplitude des franges d'interférence en sortie du ruban diminuent très rapidement lorsque l'on s'éloigne de l'extrémité.

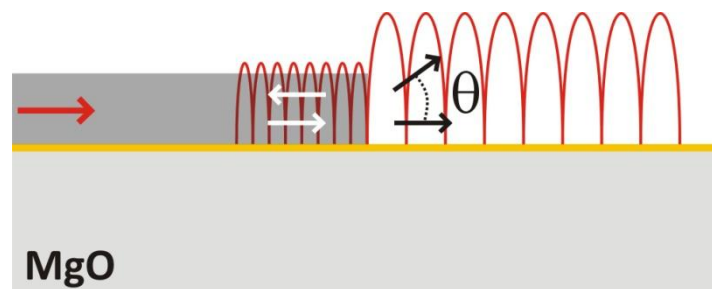


Figure 118 : Schéma d'interprétation des franges d'interférence

Les déplacements fournis par les transducteurs piézoélectriques de la platine APB203 ont été calibrés avec le télémètre KEYENCE. Il ne peut donc pas s'agir d'une erreur sur les déplacements pendant le balayage. Pour l'instant, il n'y a pas d'interprétation claire pour expliquer de façon correcte les valeurs d'interfrange obtenues à l'extrémité du guide dans la partie située au dessus du ruban. Néanmoins, il doit s'agir d'un effet d'interférence entre le mode guidé TM00 et une fuite dans l'air.

**Topographie de surface**

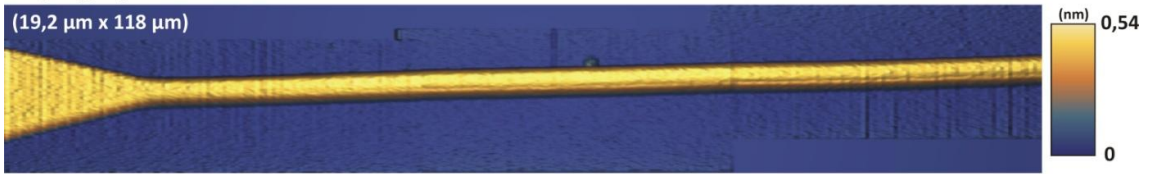


Figure 119 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM sur un guide d'onde DLSP de largeur 1200nm et d'épaisseur 472,8nm déposé sur un substrat de MgO

**Topographie de surface**



Figure 120 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM d'un guide d'onde DLSP de largeur 800nm et d'épaisseur 472,8nm déposé sur un substrat de MgO

**Topographie de surface**

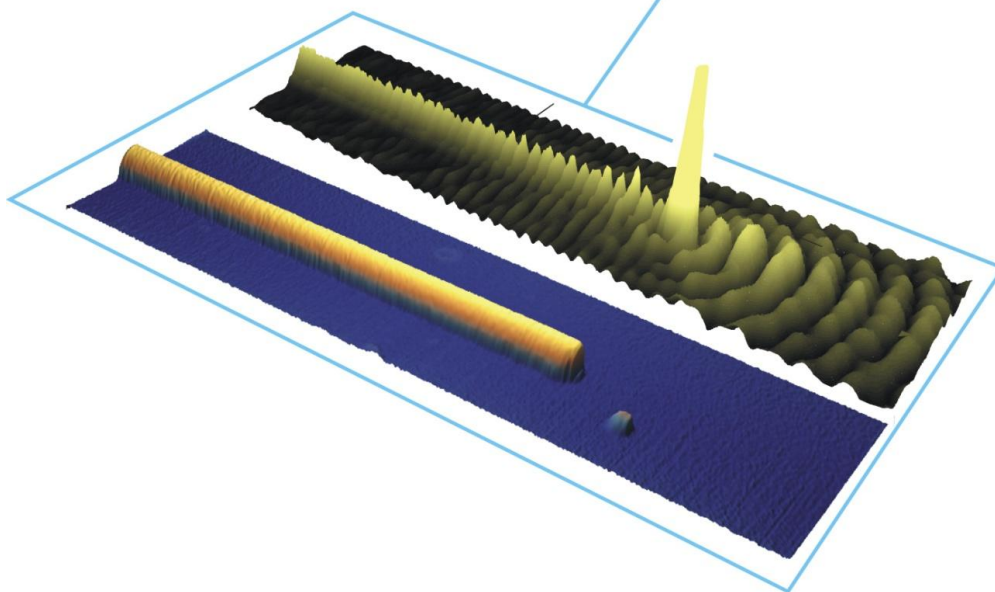
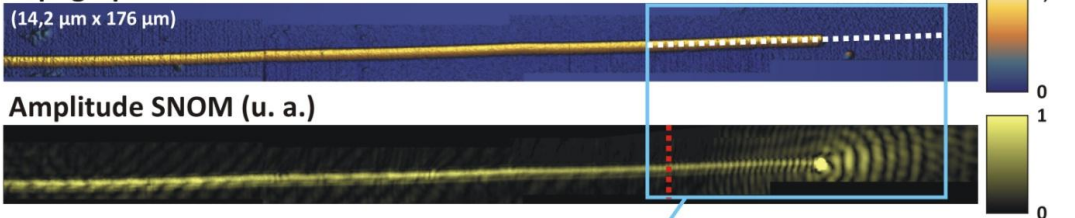


Figure 121 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM d'un guide d'onde DLSP de 600nm de largeur et de 472,8nm d'épaisseur



## Conclusion

Le domaine des télécommunications a considérablement évolué vers la technologie des fibres optiques qui permettent de transporter un débit d'informations élevé (environ 100 fois plus que le réseau actuel en cuivre ADSL\*) avec une atténuation très faible ( $\approx 0,2\text{dB/km}$  pour une longueur d'onde  $\lambda=1550\text{nm}$ ). Initialement utilisée pour les liaisons longues distances, la fibre est aujourd'hui déployée jusqu'aux logements des particuliers avec le FTTH (Fiber To The Home). Cette évolution des télécommunications a conduit à rechercher de nouveaux composants optiques intégrés hybrides pouvant être utilisés à l'interface entre les composants d'optique à base de fibres et les composants intégrés de microélectronique utilisés pour traiter les signaux. Basés sur le transport d'une onde optique de surface à l'interface entre un métal et un milieu diélectrique, les composants optiques plasmoniques sont particulièrement adaptés pour réaliser ce type d'interconnexions hybrides. En confinant la lumière sur une échelle inférieure à la limite imposée par la diffraction, ils permettent de combler l'écart d'échelle entre les composants diélectriques optiques (guides d'onde diélectrique ou fibre optique) et les circuits intégrés électroniques issus de l'industrie du semi-conducteur (silicium ou semi-conducteur III-V).

Ces travaux de thèses ont permis de développer et de mettre en œuvre les différents outils nécessaires à l'étude complète de structures plasmoniques telles que des guides d'onde sub-longueur d'onde comprenant :

- Des outils de simulations numériques (FDTD, solveur de mode) pour modéliser les propriétés optiques des composants plasmoniques ;
- Des techniques de fabrication en salle blanche par lithographie électronique utilisées pour fabriquer des guides d'onde plasmoniques : bandes métalliques d'or et structures de type DLSPP ;
- Un montage expérimental de caractérisation des propriétés optiques en champ proche par une technique de microscopie SNOM fonctionnant par rétro-injection laser à  $1,55\mu\text{m}$  ;

De façon plus détaillée, plusieurs codes numériques de calcul ont été développés et utilisés comme outils de prédiction pour la conception ou le dimensionnement des composants avant leur réalisation pratique en salle blanche. Ces codes ont également été utilisés comme outils de comparaison avec les mesures expérimentales réalisées avec le montage SNOM. Une étude théorique basée sur un modèle analytique simple a été intégralement mise en place et a permis de déterminer et caractériser les différents modes plasmoniques existants sur plusieurs exemples de structures multicouches. Pour compléter cette étude préliminaire, un solveur de mode a été développé pour caractériser les modes optiques guidés dans des guides d'onde plasmoniques avec une section 2D transverse de formes variées. Ces deux premiers codes ont été implémentés dans un code FDTD (Finite-Difference Time-Domain) utilisé pour simuler numériquement, par éléments finis, des structures plasmoniques en 2D et 3D. Ces outils de calculs numériques ont été utilisés dans le cas particulier de structures de guides d'onde plasmoniques basés sur des bandes métalliques en or ainsi que des structures de type DLSPP et LRDLSP. Les structures plasmoniques étant basées sur l'assemblage de matériaux diélectriques et de fines couches de métal de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur, des maillages adaptatifs ont été mis en place dans les codes numériques. En particulier, dans le cas du code de calcul FDTD, malgré les améliorations déjà apportées, les dimensions maximum imposables à la boîte de calcul FDTD restent limitées et les temps de calculs

---

\* <http://www.arcep.fr/>

relativement long. La principale amélioration qui pourra être implémentée sera l'utilisation du traitement parallèle CUDA développé par NVIDIA permettant d'exploiter les ressources du processeur graphique\*. Ensuite, des maillages adaptatifs plus puissants<sup>94,95</sup> pourront être envisagés de manière à simuler des structures plasmoniques de formes arbitraires plus complexes (en particulier en 3D) sur des volumes de boîte plus grands (pour des structures guidantes présentant des longueurs de propagation plus élevées).

Le montage de microscopie en champ proche optique SNOM fonctionnant par rétro-injection laser LOFI, intégralement conçu et développé au laboratoire CIMAP par l'équipe LIOA, a permis de caractériser expérimentalement, à la longueur d'onde de 1,55 $\mu\text{m}$ , les fonctionnalités optiques des structures plasmoniques réalisées en salle blanche. Une modélisation simple de la dynamique des lasers de classe B a permis de reproduire en partie les observations expérimentales effectuées sur le laser à fibre DFB KOHERAS utilisé sur le montage SNOM. Cette modélisation pourra être complétée pour tenir compte de la structure à contre-réaction répartie du laser. Un asservissement de type « shear-force » basé sur la mise en vibration mécanique d'un diapason en quartz le long duquel est collée une micro-pointe fibrée (fabriquée par technique de fusion-étirage) permet de sonder le champ évanescent à une distance constante (quelques dizaines de nm) de la surface de l'échantillon. Cette technique permet, en réalisant des balayages point par point (raster), l'acquisition simultanée des topographies de surface de l'échantillon et des images optiques 2D de l'amplitude et de la phase du champ électromagnétique optique en champ proche. Dans la configuration actuelle, les images de phase sont difficilement accessibles à cause des dérives thermiques, malgré l'encapsulation de l'ensemble du montage dans une boîte en plexiglas. Pour accéder à la phase, plusieurs approches peuvent être envisagées.

Tout d'abord, l'amélioration de la vitesse de balayage est primordiale pour permettre de réduire la durée totale d'une acquisition. Actuellement, la vitesse de balayage est relativement faible ( $\approx 4-6$  points/s) d'une part à cause de l'utilisation d'une commande numérique via un serveur Active X qui dialogue en permanence avec le PC de contrôle, d'autre part à cause de la résonance très marquée du diapason qui se traduit par une sensibilité élevée mais un temps de réponse plus long. Pour accélérer le processus de balayage mécanique, un asservissement par boucle à verrouillage de phase (PLL) analogique est actuellement en cours d'implantation. Dans cette nouvelle configuration, le diapason est excité électriquement par l'oscillateur contrôlé en tension (VCO) de la PLL qui génère une tension sinusoïdale avec une fréquence en résonance avec la fréquence propre de l'ensemble diapason + micro-pointe. Lorsque la pointe s'approche de la surface de l'échantillon, la fréquence de résonance se décale vers des fréquences plus élevées. La PLL permet de suivre ce décalage en excitant en permanence le diapason à sa fréquence de résonance propre avec une amplitude de vibration constante. Ainsi, dans cette nouvelle configuration, la consigne utilisée pour l'asservissement PID ne sera plus une consigne sur l'amplitude mais sur la fréquence du signal prélevé aux bornes du diapason. L'asservissement ne sera alors plus limité par le temps de réponse du diapason, mais par le temps de réponse mécanique des transducteurs piézoélectriques. Ce type d'asservissement est par exemple parfaitement adapté à des diapasons avec des facteurs de qualité très élevés tels que les sondes Akiyama\*\*. De plus, cette technique permet de découpler l'asservissement de position shear-force de l'acquisition SNOM.

---

\* <https://developer.nvidia.com/cuda-fortran>

\*\* <http://www.akiyamaprobe.com/>

Une nouvelle approche dite pseudo-hétérodyne, déjà utilisée en détection interférométrique SNOM de type Mach-Zehnder à  $1,55\mu\text{m}^*$ , pourra être explorée en détection en champ proche par rétro-injection laser. Dans cette configuration, un modulateur de phase, sur lequel un signal sinusoïdal  $a_m \cos(\omega t)$  est appliqué, permet de créer plusieurs harmoniques aux fréquences  $m\omega$  (avec  $m=1,2,\dots$ ). Le signal interférométrique dépend alors de l'amplitude du signal  $A_{sig}$  et de la référence  $A_{ref}$ , de la phase optique  $\varphi$  entre le signal et la référence ainsi que des coefficients de Bessel de l'amplitude de modulation  $J_k(a_m)$ . En choisissant précisément  $a_m = 2,63 \text{ rad}$ , les fonctions de Bessel d'ordre 1 et 2 deviennent égales  $J_1(a_m) = J_2(a_m)$  et il est alors possible d'accéder à la phase et l'amplitude du signal. Cette technique permet d'éviter les contraintes rencontrées avec l'utilisation d'un signal en dent de scie (§III.4.E.b) en modulation serrodyne.

Une deuxième approche basée sur les travaux de L. Stern<sup>163</sup>, utilise également une détection interférométrique de type Mach-Zehnder pour retrouver la phase du signal optique. Dans cette configuration, une pointe avec ouverture coudée est collée le long de l'un des bras du diapason de manière à vibrer perpendiculairement par rapport à la surface de l'échantillon (Figure 69c et d). Lorsque cette pointe est plongée dans un champ évanescent, la vibration verticale se traduit par une modulation en amplitude du signal optique collecté. En mélangeant le signal modulé en amplitude avec le signal de référence, il est possible d'accéder à l'amplitude et à la phase du signal. Les avantages de cette technique sont l'absence de modulateur (AOM ou EOM) ainsi qu'une longueur des bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder pouvant être très courte.

Un MEB adapté pour réaliser des composants intégrés par lithographie électronique LFE a permis de fabriquer de façon autonome divers motifs plasmoniques basés sur des structures de bandes métalliques d'or et des structures de type DLSPP. La caractérisation expérimentale des bandes d'or avec le SNOM a permis de montrer que ces guides présentent une longueur de propagation importante ( $L_p \approx 100\mu\text{m}$ ) mais un degré d'intégration faible limitant les possibilités de réalisation de fonctions de routage hautement intégrées. De manière à augmenter le degré d'intégration, un ruban en polymère à base de résine SAL601, d'épaisseur comprise entre 450nm et 700nm et de largeur comprise entre 500nm et  $5\mu\text{m}$ , a été ajouté au dessus de la couche d'or par lithographie électronique pour former des guides DLSPP. En comparaison des simples bandes d'or, le couplage de la lumière dans les guides DLSPP se révèle plus délicat. L'ajout d'un ruban en polymère avec un indice de réfraction élevé a nécessité de faire évoluer la technique de couplage. La configuration de KR a été conservée dans un premier temps. Les prismes et les substrats en silice ont été remplacés par un prisme en SF11 et un substrat en MgO. Ces matériaux à haut indice de réfraction permettent de s'assurer que cet indice est supérieur à l'indice effectif des guides d'onde, condition indispensable pour réaliser une injection par la technique ATR par Kretschmann-Raether.

Une nouvelle technique basée sur un réseau de couplage de fentes concentriques réalisé par FIB, par Bernadette DOMENGES du Laboratoire de Microélectronique et de Physique des Semi-conducteurs (LaMIPs), est actuellement en phase de test (§III.2.D et annexe XII). Dans cette configuration, le couplage est effectué par une série de fentes, qui ont été précisément centrées sur l'entrée du ruban en polymère et qui permettent ainsi de focaliser le SPP à l'entrée du guide.

Enfin, une nouvelle méthode de fabrication de DLSPP basée sur l'absorption à un photon (OPA) dans une résine photo-polymérisable (SU8 ou S1818) est actuellement explorée en collaboration

\* <http://www.yumpu.com/en/document/view/3812362/pseudoheterodyne-detection-in-nearfield-optics-zurich-instruments>

avec Ngoc Diep LAI du laboratoire de photonique quantique et moléculaire (LPQM). Cette technique prometteuse, déjà mise en œuvre dans la réalisation de matériaux à gap photonique à partir de résine SU8<sup>164,165</sup>, permet d'accéder à des résolutions similaires à l'absorption à deux photons (TPA) ( $\approx 200\text{nm}$ ) mais sans source laser femtoseconde et avec un montage plus simple puisqu'il n'y a plus de contrainte pour maîtriser les effets de dispersion chromatiques des impulsions ultrabrèves dans les objectifs de microscope. L'originalité de cette technique repose sur la possibilité de mettre en forme la résine photo-polymérisable en 3D dans une configuration d'absorption à un photon. Pour éviter l'effet d'absorption linéaire du laser dans la résine (qui limite habituellement les techniques OPA à de l'usinage 2D), le laser et la résine sont choisis de manière à ce que la longueur d'onde se situe dans une zone de très faible absorption. De cette manière, la résine est photo-polymérisée uniquement au niveau de la zone de focalisation du faisceau laser.

## Table des illustrations :

Figure 1 : Evolution du nombre d'articles scientifiques contenant le terme "surface plasmon" (basé sur les données de <a href="http://www.sciencedirect.com">www.sciencedirect.com</a> ) .....	7
Figure 2 : a) Nanofil ; b) Chaîne de plots ; c) Bande métallique; d) LRSPP ; e) Guide MDM ; f) Guide en V et en $\Delta$ ;.....	9
Figure 3 : Distributions des champs E et H associés au SPP le long d'une simple interface métal/diélectrique.....	11
Figure 4 : a) Evolution des parties réelles et imaginaires de la permittivité de l'or, b) des profondeurs de pénétration dans l'or et dans l'air, c) de l'indice effectif, et d) de la longueur de propagation en fonction de la longueur d'onde dans le vide .....	16
Figure 5 : a) Comparaison des parties réelles et imaginaires de la permittivité, b) des profondeurs de pénétration dans le métal et dans l'air, c) de l'indice effectif, et d) de la longueur de propagation pour différents métaux.....	17
Figure 6 : a) Configuration de Kretschmann-Raether ; b) Evolution du coefficient de reflexion totale en intensité en fonction de l'angle d'incidence.....	18
Figure 7 : Observation du phénomène d'antirésonance en réflexion dû à l'excitation de la résonance de plasmon de surface sur un prisme éclairé par une diode électroluminescente @650nm dans la configuration de Kretschmann-Raether .....	18
Figure 8 : Evolution de l'angle d'injection avec l'épaisseur d'or sur une double interface Silice/Au/Air.....	21
Figure 9 : a) Evolution de l'indice effectif $n_{eff}$ et de b) la longueur de propagation $L_{SPP}$ des modes 1 à 4 en fonction de l'épaisseur d'or sur une double interface Silice/Au/Air.....	22
Figure 10 : Modification de la représentation des fuites radiatives des modes 2 et 4 (resp. a et b) sur les distributions spatiales de $H_y$ .....	23
Figure 11 : Profil des composantes $H_y$ des modes symétrique (1) et antisymétrique (3) présentés dans le tableau 5 .....	24
Figure 12 : a) Evolution de l'indice effectif et b) de la longueur de propagation des modes symétrique et antisymétrique en fonction de l'épaisseur d'or sur une double interface Silice/Au/Silice. ....	25
Figure 13 : Evolution des longueurs de propagation du mode à fuites et du mode lié avec l'épaisseur d'or sur une triple interface Silice/Cr(10nm)/Au/Air.....	27
Figure 14 : Evolution des modes en fonction de l'épaisseur de polymère $h_3$ sur l'interface Silice/Au/Polymère/Air.....	28
Figure 15 : Evolutions des modes TM sur une triple interface Silice/Au/Polymère/Air lorsque l'épaisseur de polymère augmente.....	29
Figure 16 : a) Evolution de la longueur de propagation avec l'épaisseur de buffer $h_2$ pour trois épaisseurs d'or différentes b) Ajustement lorentzien pour le mode symétrique et $h_{Au}=15nm$ .....	31
Figure 17 : Modes Symétrique et Antisymétrique ( $h_2=252,5nm$ - $h_{Au}=15nm$ - $h_4=500nm$ ).....	32
Figure 18 : a) Evolution de l'indice effectif, b) de la longueur de propagation, c) de $h_{2LR}$ et d) de la profondeur de pénétration dans le substrat $\delta_1$ avec l'épaisseur de polymère $h_4$ pour des substrats de Silice et de CYTOP .....	32
Figure 19 : Evolution de la distribution spatiale du champ $H_y$ pour trois épaisseurs $h_2$ et $h_4$ différentes .....	33
Figure 20 : Comparaison du mode LRDLSPP symétrique avec un guide d'onde planaire diélectrique équivalent .....	34
Figure 21 : a) Coupe transversale d'un DLSP de largeur $w$ et de hauteur $h$ ; b) Représentation du champ $H_y$ dans le plan XZ pour un mode 2D d'indice effectif $n_{eff1}$ sur une interface	



Silice/Au/Air ; c) Représentation du champ  $H_y$  dans le plan XZ d'un mode 2D d'indice effectif  $n_{eff2}$  sur une interface Silice/Au/Polymère/Air ; d) Représentation du champ  $H_y$  dans le plan XY obtenu avec le MIE (Dimensions de la zone représentée :  $4\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ )..... 35

Figure 22 : a) Evolution de l'indice effectif et b) de la longueur de propagation des cinq premiers modes d'une structure de guide d'onde DLSP obtenus avec le MIE ..... 37

Figure 23 : Maille de Bierwirth ..... 41

Figure 24 : a) Vue en coupe d'une structure de guide d'onde carré ; b) Matrice carrée [A] de dimension 98 correspondant au guide d'onde ..... 46

Figure 25 : Section XY de la bande d'or ..... 47

Figure 26 : Composantes  $H_x$  et  $H_y$  des 3 modes existants sur la bande d'or de largeur  $7\mu\text{m}$ ..... 48

Figure 27 : Composantes  $H_y$  des 6 modes existants sur une bande d'or de largeur  $14\mu\text{m}$ ..... 48

Figure 28 : Evolution de l'indice effectif et de la longueur de propagation du mode LEAKY 00 en fonction de l'épaisseur d'or  $h_{Au}$  (respectivement a) et c)) et de la largeur de la bande d'or  $w_{Au}$  (respectivement b) et d))..... 49

Figure 29 : Section XY d'un DLSP ..... 49

Figure 30 : Modes dans un guide d'onde DLSP de section  $1,2 \times 1,2\mu\text{m}^2$  ..... 50

Figure 31 : Evolution de l'indice effectif des modes TE et TM d'un guide d'onde DLSP d'épaisseur  $h_r=500\text{nm}$  en fonction de la largeur  $w_r$  ; (en insertion) Représentation des composantes  $H_x$  (pour les modes TE) et  $H_y$  (pour les modes TM) pour la largeur  $w_r=3\mu\text{m}$ ..... 51

Figure 32 : Section d'un LRDLSP ..... 52

Figure 33 : Evolution de l'indice effectif  $n_{eff}$  et de la longueur de propagation  $L_{SPP}$  du mode « Long-Range » sur un guide d'onde LRDLSP en fonction de l'épaisseur du buffer  $h_b$  (Configuration 1 : buffer de largeur  $\infty$  ; Configuration 2 : buffer de largeur limitée à  $w_r$ )..... 52

Figure 34 : Evolution de la répartition du champ  $H_y$  dans les configurations 1 et 2 pour trois épaisseurs de buffer différentes ( $h_b=200\text{nm}$ ,  $h_{2LR}$  et  $600\text{nm}$ ) et avec ou sans bande d'or..... 54

Figure 35 : Cellule élémentaire du maillage de Yee..... 57

Figure 36 : Une itération de l'algorithme de Yee..... 58

Figure 37 : Plan i de la cellule de Yee..... 59

Figure 38 : Plan i-1/2 de la cellule de Yee..... 60

Figure 39 : Structure de la boîte de calcul ..... 61

Figure 40 : Ajout de la polarisation P et du courant de polarisation J à une itération de l'algorithme de Yee..... 64

Figure 41 : Comparaison maillage de Bierwirth / Maillage de Yee ..... 65

Figure 42 : Coupe transverse d'un guide d'onde plasmonique illustrant l'évolution du maillage ..... 66

Figure 43 : Adaptation du maillage FDTD ..... 66

Figure 44 : Définitions des zones d'indices de réfraction différents dans le plan XZ ..... 67

Figure 45 : Ligne source générée par le modèle planaire dans le code FDTD-2D et correspondant au mode à fuites sur une interface Silice/Au/Air ..... 68

Figure 46 : Composantes de champs  $E_x$ ,  $E_z$ ,  $H_y$  et composante de flux  $R_z$  au bout de  $200000\Delta t$ ..... 69

Figure 47 : Comparaison des moyennes sur la durée totale du calcul FDTD des amplitudes de la composante  $H_y$  sur des interface Silice/Au/Air avec ou sans couche de polymère. .... 70

Figure 48 : FFT effectuée sur un profil selon Z de la composante de champ  $H_y$  juste au dessus de la couche d'or..... 71

Figure 49 : Filtrage par FFT-2D des indices effectifs autour de  $n_{eff}=1$  (a) et de  $n_{eff}=1,59$  (b) sur la composante de champ  $H_y$  calculée en  $200000\Delta t$  dans le plan XZ..... 71

<i>Figure 50 : Définition des zones d'indices de réfraction différents dans la boîte FDTD-3D pour un guide d'onde DLSPP de longueur finie .....</i>	<i>72</i>
<i>Figure 51 : Plan source calculé avec le solveur de mode .....</i>	<i>72</i>
<i>Figure 52 : Moyenne de la composante de champ Hy calculée dans les plans d'entregistrement <math>P_{XY1}</math>, <math>P_{XY2}</math>, <math>P_{XY3}</math>, <math>P_{XZ}</math> et <math>P_{YZ}</math>.....</i>	<i>73</i>
<i>Figure 53 : Définition des zones d'indices de réfraction différents dans la boîte FDTD-3D pour deux guides d'onde DLSPP parallèles .....</i>	<i>74</i>
<i>Figure 54 : Composante de champ Hy enregistrée dans le plan <math>P_{YZ}</math> à la fin du calcul FDTD-3D.....</i>	<i>75</i>
<i>Figure 55 : FFT sur la composante Hy enregistrée dans le plan <math>P_{YZ}</math>.....</i>	<i>75</i>
<i>Figure 56 : Calcul FDTD-3D de la propagation d'un mode à fuites sur une bande d'or de largeur inférieure à la largeur de coupure.....</i>	<i>76</i>
<i>Figure 57 : Plan source calculé avec le solveur de mode.....</i>	<i>76</i>
<i>Figure 58 : Evolution de la longueur de propagation <math>L_{SPP}</math> en fonction de largeur de la bande d'or <math>w_{Au}</math>..</i>	<i>77</i>
<i>Figure 59 : Evolution de la composante Hy enregistrée dans le plan <math>P_{XY3}</math> à un instant t où le champ est maximal en fonction de la largeur de la bande d'or <math>w_{Au}</math> .....</i>	<i>77</i>
<i>Figure 60 : Séparation angulaire de deux taches d'Airy images de deux points au travers d'un objectif ; (En insertion, le cas où les deux images sont suffisamment séparées pour être discernables et où elles se recouvrent) .....</i>	<i>82</i>
<i>Figure 61 : SNOM selon Syngé.....</i>	<i>83</i>
<i>Figure 62 : a) Schéma du couplage d'un mode à fuites dans des bandes d'or en configuration de Kretschmann-Raether ; b) Photographie de la configuration de KR intégrée au montage ; c) Exemple de l'évolution du coefficient de réflexion en intensité en fonction de l'angle d'incidence <math>i_1</math> mesuré avec un wattmètre sur un prisme en silice recouvert d'une couche homogène d'or de 25nm.....</i>	<i>89</i>
<i>Figure 63 : Schéma du couplage sur un réseau concentrateur ; Photographie de l'approche d'une micro-pointe fibrée courbée au dessus des réseaux concentrateurs .....</i>	<i>90</i>
<i>Figure 64 : Schéma du couplage dans des guides DLSPP avec un réseau concentrique constitué de trois fentes ; Image de microscopie optique d'un réseau de fentes concentriques réalisé par FIB</i>	<i>91</i>
<i>Figure 65 : Photographie d'un diapason encapsulé et d'un diapason décapsulé ; Schéma de montage de conditionnement de signal utilisant un amplificateur d'instrumentation INA 111 de Burr-Brown. ....</i>	<i>94</i>
<i>Figure 66 : Evolution de l'amplitude de vibration R, de la phase <math>\theta</math> et des grandeurs <math>A=R\cos\theta</math> et <math>B=R\sin\theta</math> du diapason à vide (colonne de gauche) puis avec une pointe collée le long d'un des bras (colonne de droite) en fonction de la fréquence d'excitation .....</i>	<i>96</i>
<i>Figure 67 : Evolution d'une fibre optique soumis à un processus de fusion-étirage .....</i>	<i>97</i>
<i>Figure 68 : Images MEB d'une pointe fibrée .....</i>	<i>98</i>
<i>Figure 69 : a) Représentation 3D de la tête SNOM avec une fibre étirée droite en configuration de KR - b) Photographie d'une pointe droite collée sur un diapason c) Représentation 3D de la tête SNOM avec une fibre étirée courbée avec couplage de lumière par éclairage direct en incidence normale - d) Photographie d'une pointe coudée collée sur un diapason en quartz .....</i>	<i>98</i>
<i>Figure 70 : Représentation schématique de CAO mécanique de la tête SNOM.....</i>	<i>99</i>
<i>Figure 71 : Evolution du signal <math>A=R \cos\theta</math> lors de l'approche initiale de la pointe .....</i>	<i>101</i>
<i>Figure 72 : Principe de la rétro-injection optique appliquée à la microscopie en champ proche à balayage de sonde .....</i>	<i>104</i>
<i>Figure 73 : Diagramme en énergie d'un laser à trois niveaux.....</i>	<i>105</i>

Figure 74 : Evolution du gain en amplitude avec la fréquence normalisée.....	108
Figure 75 : Schéma d'un modulateur acousto-optique .....	109
Figure 76 : Schéma d'un modulateur de phase électro-optique intégré ; Photographie du modulateur Avanex IM-10-P.....	110
Figure 77 : Spectres en fréquence du bruit en amplitude du laser à fibre DFB pour différents courants appliqués sur la diode laser $I_{DL}$ .....	111
Figure 78 : a) Ajustement sur le spectre en fréquence du bruit d'amplitude du laser pour $I_{DL}=100mA$ ; b) Evolution de la puissance de sortie du laser avec $I_{DL}$ .....	112
Figure 79 : a) Evolution du carré de la fréquence des oscillations de relaxation $\nu_r^2$ en fonction de $I_{DL}$ ; b) Evolution de l'amortissement $\alpha$ en fonction de $I_{DL}$ .....	113
Figure 80 : Evolution du gain (en dB) $G_{dB}$ en fonction du courant $I_{DL}$ .....	113
Figure 81 : Superposition des spectres en amplitude du bruit du laser et du signal de détection pour différentes fréquences de modulation (AM pour 1a,1b et FS pour 2a,2b,3a et 3b comprises entre 300kHz et 1MHz.....	115
Figure 82 : Spectre en amplitude du bruit du laser et du signal de détection pour une fréquence de modulation FS de 1MHz .....	116
Figure 83 : Montage SNOM en rétro-injection optique.....	117
Figure 84 : Organigramme du fonctionnement du programme LabVIEW .....	119
Figure 85 : a) Topographie de surface du réseau de calibrage TGQ1 obtenue avec le montage SNOM ; b) Topographie de surface du réseau de calibrage TGQ1 obtenue par AFM ; c) Dimensions du réseau de calibrage TGQ1.....	120
Figure 86 : a) Principe du montage utilisé pour générer artificiellement un champ évanescent structuré en réflexion totale sur un prisme ; b) Cartographie de l'image SNOM en amplitude de champ ; c) Profil extrait dans la direction Z de l'image SNOM en amplitude .....	121
Figure 87 : Etapes de lithographie électronique pour : 1) un processus de type gravure avec une résine positive ; 2) un processus de type lift-off avec une résine positive ; 3) un processus de type gravure avec une résine négative ; 4) un processus de type lift-off avec une résine négative .....	126
Figure 88 : Schéma de la colonne MEB.....	127
Figure 89 : Représentation schématique en coupe du PECS et schéma de la sonde d'épaisseur.....	130
Figure 90 : Masque numérique préparé sur Corel Draw 9 .....	131
Figure 91 : Exemple d'essai de dose .....	132
Figure 92 : Image MEB (BSE) de structures plasmoniques réalisées par lithographie électronique ...	133
Figure 93 : Evolution de l'épaisseur de résine SAL601-SR7 en fonction de la vitesse de rotation de la centrifugeuse .....	134
Figure 94 : Motifs sur le masque numérique et images MEB (SE) de structures de type DLSPP réalisées par lithographie électronique .....	135
Figure 95 : Approche manuelle de la micro-pointe fibrée à l'aide de la caméra.....	136
Figure 96 : Image MEB (BSE) des bandes d'or de largeur 1, 2, 3, 4, 5 et $10\mu m$ ( $w_{Au}$ : largeur sur le masque numérique ; $w_{Au\_MEB}$ : largeur mesurée au MEB avec l'incertitude entre parenthèse) .....	137
Figure 97 : Cartographies 2D de la topographie de surface et image de la distribution en l'amplitude du champ évanescent sur une bande d'or de $5\mu m$ de largeur et de $400\mu m$ de longueur ..	138
Figure 98 : Caractérisation de la topographie de la bande d'or de largeur $6\mu m$ .....	138

<i>Figure 99 : Ajustement exponentiel sur un profil prélevé au dessus de la bande d'or de largeur 5<math>\mu</math>m</i>	139
<i>Figure 100 : (gauche) Composante Hy du mode à fuites sur une bande d'or de largeur <math>w_{Au}=5,7\mu</math>m et de 35nm d'épaisseur (25nm d'or+10nm de chrome); (droite) Comparaison du profil expérimental avec celui obtenu à l'aide du solveur de mode pour une bande d'or de largeur 5,7<math>\mu</math>m</i>	140
<i>Figure 101 : Cartographie de la topographie de surface et image de la distribution en l'amplitude du signal SNOM sur des guides de largeurs <math>w_{Au} = 1, 2, 3, 4</math> et 5 <math>\mu</math>m</i>	141
<i>Figure 102 : Comparaison entre les mesures SNOM et les calculs FDTD-3D et solveur de mode des longueurs de propagation des SPP en fonction de la largeur des bandes métalliques d'or</i>	141
<i>Figure 103 : Cartographies 2D de la topographie de surface et image de la distribution en l'amplitude du champ SNOM pour deux bandes d'or de largeur respectivement <math>w_{Au}=2,5\mu</math>m (bas) et <math>w_{Au}=10\mu</math>m (haut) suivies par une zone homogène d'or de largeur 70<math>\mu</math>m avec en insert les images BSE associées</i>	142
<i>Figure 104 : Cartographies 2D de la topographie de surface et image de la distribution en l'amplitude du champ SNOM d'un coupleur 1 vers 2 composé d'une bande d'or de 4<math>\mu</math>m de largeur....</i>	143
<i>Figure 105 : Cartographies 2D de la topographie de surface et image de la distribution en amplitude du champ SNOM sur un anneau de rayon <math>\mu</math>m composé d'une bande d'or de 4<math>\mu</math>m de largeur</i>	144
<i>Figure 106 : Image MEB (SE) de la première série de guides DLSPP réalisée par lithographie électronique</i>	145
<i>Figure 107 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en l'amplitude du signal SNOM d'un guide d'onde DLSPP</i>	147
<i>Figure 108 : Profils selon Y de la topographie de la surface le long du ruban en polymère</i>	147
<i>Figure 109 : Cartographies de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM pour deux guides d'onde DLSPP après injection avec la configuration 2</i>	151
<i>Figure 110 : (à gauche) Distribution spatiale transverse de l'amplitude de champ Hy calculé avec le solveur de mode ; (à droite) Profils extraits de la topographie de surface (pointillé bleu), de l'amplitude SNOM (pointillé noir) et de la distribution spatiale Hy (rouge) déterminé par le solveur de mode</i>	152
<i>Figure 111 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM d'un guide d'onde DLSPP avec un ruban de polymère dont la largeur est inférieure à la largeur de coupure</i>	153
<i>Figure 112 : Images MEB, cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM d'un guide d'onde DLSPP</i>	154
<i>Figure 113 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM d'un guide d'onde DLSPP</i>	155
<i>Figure 114 : Comparaison des distributions des composantes de champ Hy pour trois modes à fuites</i>	155
<i>Figure 115 : Distributions de la composante de champ Hy pour le mode TM00 calculées avec le solveur de mode pour un guide DLSPP de largeur 600nm et d'épaisseur 472,8nm sur des substrats de silice (à gauche) et de MgO (à droite)</i>	156
<i>Figure 116 : Profils extraits de la topographie de surface (trait pointillé bleu), de l'amplitude SNOM (trait pointillé noir) et de la distribution spatiale Hy (trait plein rouge)</i>	157
<i>Figure 117 : Profils extraits de la topographie de surface (courbe bleu) et de l'amplitude SNOM (courbe noir)</i>	158
<i>Figure 118 : Schéma d'interprétation des franges d'interférence</i>	158

<i>Figure 119 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM sur un guide d'onde DLSP de largeur 1200nm et d'épaisseur 472,8nm déposé sur un substrat de MgO .....</i>	<i>159</i>
<i>Figure 120 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM d'un guide d'onde DLSP de largeur 800nm et d'épaisseur 472,8nm déposé sur un substrat de MgO .....</i>	<i>159</i>
<i>Figure 121 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM d'un guide d'onde DLSP de 600nm de largeur et de 472,8nm d'épaisseur .....</i>	<i>159</i>
<i>Figure 122 : Comparaison des permittivités réelle et imaginaire de l'or mesurées par Dold &amp; Mecke et Theye avec celles calculées par le modèle Drude seul et le modèle de Drude-Lorentz avec les paramètres de Rakic et al. en fonction de la longueur d'onde .....</i>	<i>174</i>
<i>Figure 123 : Organigramme de l'algorithme du modèle planaire.....</i>	<i>175</i>
<i>Figure 124 : Section XY d'un guide d'onde rectangulaire (jaune) déposé sur un substrat (gris).....</i>	<i>180</i>
<i>Figure 125 : Construction de la première ligne de la matrice [A].....</i>	<i>180</i>
<i>Figure 126 : Construction de la sixième ligne de la matrice [A] .....</i>	<i>181</i>
<i>Figure 127 : Présentation de la matrice [A] obtenue pour des sections de guide contenant respectivement 3x3 (haut) et 6x6 (bas) éléments.....</i>	<i>182</i>
<i>Figure 128 : Section XY d'un guide en ruban à semi-conducteur (Dimensions 2,8µm x 5µm) .....</i>	<i>183</i>
<i>Figure 129 : Maillages dx et dy utilisés par le solveur de mode pour le guide semi-conducteur en ruban .....</i>	<i>183</i>
<i>Figure 130 : Composantes Hx, Hy et Hz des modes TE et TM du ruban semi-conducteur obtenu avec le maillage adaptatif après interpolation linéaire.....</i>	<i>184</i>
<i>Figure 131 : Evolution de la composante Hy de 5000Δt à 40000Δt.....</i>	<i>187</i>
<i>Figure 132 : Exemples d'éléments intégrés passifs basés sur les guides d'onde DLSP et calculés par FDTD-2D avec une ligne source déterminée à partir du modèle de l'indice effectif (MIE) ..</i>	<i>188</i>
<i>Figure 133 : Typon du montage de conditionnement de signal utilisant l'amplificateur d'instrumentation INA 111.....</i>	<i>189</i>
<i>Figure 134 : Face-avant de l'interface homme-machine du programme d'asservissement SNOM....</i>	<i>190</i>
<i>Figure 135 : Schéma de principe d'un PID .....</i>	<i>191</i>
<i>Figure 136 : Fiche technique de la diode laser fibrée InGaAs SDLO-2564-125-CN.....</i>	<i>192</i>
<i>Figure 137 : Courbe de rendement du laser KOHERAS Basik C15.....</i>	<i>192</i>
<i>Figure 138 : Tableaux des spécifications du laser KOHERAS Basik.....</i>	<i>193</i>
<i>Figure 139 : Diagramme en énergie d'un laser à trois niveaux Er-Yb .....</i>	<i>193</i>
<i>Figure 140 : Images optiques et images MEB de deux séries de fentes concentriques centrées sur des guides d'onde DLSP.....</i>	<i>194</i>
<i>Figure 141 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM du guide 1 .....</i>	<i>195</i>
<i>Figure 142 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM des guides 2 et 3 .....</i>	<i>195</i>

## Annexe I : Modèle de Drude-Lorentz

### ▪ **Modèle de Drude**

Le modèle de Drude, proposé par Paul Drude en 1900 trois ans après la découverte de l'électron par Joseph J. Thomson, est une adaptation de la théorie cinétique des gaz aux électrons libres des métaux qui permet d'estimer les conductivités électrique et thermique de nombreux métaux<sup>166</sup>. Dans ce modèle, de nombreuses hypothèses sont posées pour simplifier les calculs.

Tout d'abord, les électrons de cœur restant fermement liés au noyau, seuls les électrons périphériques (faiblement liés au noyau) forment les électrons de conduction. Ces électrons de conduction sont assimilables à un gaz (ou plasma) se déplaçant classiquement au milieu des ions positifs immobiles du métal. Dans le cas des métaux alcalins (groupe IA du tableau périodique) et des éléments de la colonne IB (Cu, Ag, Au), un seul électron se situe dans la bande de conduction de l'atome (Tableau 20). Par exemple, l'électron libre est un électron de la couche 3d pour le cuivre, 4d pour l'argent et 5d pour l'or.

Ensuite, les interactions coulombiennes électron – électron (approximation des électrons indépendants) ainsi que les interactions électron – ion (approximation des électrons libres) sont négligées. Ainsi, en l'absence de champ extérieur, les électrons se déplacent en mouvement rectiligne, uniforme et isotrope.

Enfin, les électrons sont ralentis par des collisions électron-électron ou électron-ion considérées comme instantanées et décorréélées les unes des autres. Ces collisions sont modélisées par une force de frottement visqueux avec une probabilité de collision par unité de temps  $\Gamma_0=1/\tau_0$  avec  $\tau_0$  le temps de relaxation du gaz d'électrons libres.

Sous l'action d'un champ électrique  $\vec{E}$  d'un rayonnement EM incident sur le métal, les électrons de conduction sont mis en mouvement. L'équation du mouvement d'un électron de masse  $m$  et de charge  $e$  est donnée par :

$$m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} + m\Gamma_0 \frac{d\vec{x}}{dt} = -e\vec{E} \quad [130]$$

En considérant une onde EM plane, monochromatique et polarisée rectilignement  $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$  et une solution de l'équation différentielle décrivant la position de l'électron  $\vec{x}(t) = \vec{x}_0(\omega) e^{i\omega t}$ , l'équation [130] peut être alors réécrite en notation complexe sous la forme :

$$\vec{x} = \frac{e}{m(\omega^2 - i\Gamma_0\omega)} \vec{E} \quad [131]$$

Le déplacement des électrons du cortège électronique induit une polarisation  $\vec{P}$  du milieu à l'échelle macroscopique :

$$\vec{P} = -ne\vec{x} = \frac{-ne^2}{m(\omega^2 - i\Gamma_0\omega)} \vec{E} \quad [132]$$

Avec  $n$  le nombre d'électrons de conduction par unité de volume :

$$n = \aleph_A \frac{Z_c \rho_m}{M}$$

$$\begin{aligned} \aleph_A &= \text{nombre d'Avogadro} = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} ; \\ \rho_m &= \text{masse volumique du métal} ; M = \text{Masse molaire du métal} ; \\ Z_c &= \text{nombre d'électrons de conduction par atome} \end{aligned} \quad [133]$$

La polarisation traduit la capacité qu'aura un champ EM incident à séparer les électrons des ions positifs du métal. Elle permet de calculer l'induction électrique  $\vec{D}$  ainsi que la permittivité relative de Drude  $\varepsilon_{rD}(\omega)$  :

$$\vec{D} = \vec{P} + \varepsilon_0 \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_{rD}(\omega) \vec{E} \text{ où } \varepsilon_{rD}(\omega) = 1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2 - i\Gamma_0 \omega} \quad [134]$$

$$\text{et } \Omega_p^2 = \frac{ne^2}{m\varepsilon_0} \text{ où } \Omega_p \text{ est la pulsation de plasma}$$

A partir des valeurs des masses volumiques et des masses molaires des métaux, il est possible d'en déduire la pulsation et l'énergie de plasma pour différents métaux. Trois exemples sont fournis dans le tableau 20 pour le cuivre, l'argent et l'or. Les valeurs obtenues sont sensiblement égales à celles fournies par Rakic<sup>69</sup> avec des pulsations de plasmas se situant dans l'UV.

Métaux	Structure électronique		$\rho_m$ ( $g.cm^{-3}$ )	$M$ ( $g.mol^{-1}$ )	$n$ ( $10^{22}cm^{-3}$ )	$\Gamma_0^{166}$ ( $10^{13}Hz$ )	$\Omega_p$ ( $10^{16}rad.s^{-1}$ )	$\hbar\Omega_p$ ( $eV$ )
	Conduction	Valence						
Cu	[Ar]3d <sup>10</sup>	4s <sup>1</sup>	8,900	63,55	8,434	3,703	1,638	10,78
Ag	[Kr]4d <sup>10</sup>	5s <sup>1</sup>	10,50	107,9	5,860	2,500	1,366	8,981
Au	[Xe]4f <sup>14</sup> 5d <sup>10</sup>	6s <sup>1</sup>	19,30	197,0	5,900	3,333	1,370	9,011

Tableau 20 : Calcul du nombre d'électrons par unité de volume  $n$ , de la pulsation de plasma  $\Omega_p$  et de l'énergie de plasma  $\hbar\Omega_p$  pour le Cu, l'Ag et l'or à partir des équations [133] et [148]

A la longueur d'onde  $\lambda=1,55\mu m$ , il est possible de considérer en première approximation que la fréquence de l'onde EM  $\omega$  est telle que  $\Gamma_0 \ll \omega \ll \Omega_p$ , ce qui permet de simplifier l'expression de la permittivité relative  $\varepsilon_{rD}$  donnée précédemment (équation [134]) :

$$\varepsilon_{rD}(\omega) = 1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{1 + i\frac{\Gamma_0}{\omega}} \approx 1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2} \left(1 - i\frac{\Gamma_0}{\omega}\right) \approx 1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2} + \frac{\Gamma_0 \Omega_p^2}{\omega^3} i \quad [135]$$

avec  $Re(\varepsilon_{rD}) < 0$  et  $|Re(\varepsilon_{rD})| \gg |Im(\varepsilon_{rD})|$

La permittivité relative du métal étant essentiellement réelle négative, l'indice de réfraction est essentiellement imaginaire pur. Pour une pulsation égale à la pulsation de plasma  $\Omega_p$  la partie réelle de la permittivité devient nulle ce qui n'est généralement pas le cas du fait des transitions interbandes qui nécessitent d'être prises en compte.

#### ▪ Modèle de Drude-Lorentz

Dans le cas des métaux nobles, ce modèle de plasma n'est pas valide dans le visible et proche IR où l'énergie des photons est suffisante pour exciter les électrons des bandes pleines situées en dessous du niveau de Fermi vers les bandes supérieures (transitions interbandes). Elles sont principalement dues aux transitions de la bande (n-1)d vers les bandes nsnp. Ces transitions peuvent être prises en compte en ajoutant un terme de force de rappel élastique  $m\omega_k^2 \vec{x}$  à l'équation [130] ce qui revient à considérer le cas d'un électron élastiquement lié à l'atome avec une fréquence de résonance  $\omega_k$  (ou une énergie de transition interbande  $\hbar\omega_k$ ) et conduit à la nouvelle équation :

$$m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} + m\Gamma_k \frac{d\vec{x}}{dt} + m\omega_k^2 \vec{x} = -e\vec{E} \quad [136]$$

L'équation [136] peut être alors réécrite en notion complexe sous la forme des oscillateurs de Lorentz, de la forme :

$$\vec{x} = -\frac{e}{m(\omega_k^2 - \omega^2 + i\Gamma_k\omega)} \vec{E} \quad [137]$$

La contribution d'une transition interbande se traduira par l'ajout d'un terme de permittivité relative  $\varepsilon_{rL,k}$  :

$$\varepsilon_{rL,k} = \frac{f_k \omega_p^2}{\omega_k^2 - \omega^2 + i\Gamma_k\omega} \text{ avec } f_k \omega_p^2 = \frac{n_k e^2}{m\varepsilon_0} \quad [138]$$

Généralement, le modèle de Lorentz utilise plusieurs oscillateurs de Lorentz aux correspondant à différentes transitions interbandes d'énergie  $\hbar\omega_k$  auxquels peuvent être ajoutés des oscillateurs supplémentaires pour modéliser l'absorption entre les points critiques<sup>69</sup>. Ainsi, la permittivité de Drude-Lorentz sera obtenue en ajoutant les termes de Lorentz aux transitions intrabandes décrites par le terme de Drude :

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{rD} + \sum_{k=1}^5 \varepsilon_{rL,k} = \left(1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2 - i\Gamma_0\omega}\right) + \left(\sum_{k=1}^5 \frac{f_k \omega_p^2}{\omega_k^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_k}\right) \quad [12]$$

En adoptant la notation  $\Omega_p = \sqrt{f_0}\omega_p$  et avec  $\omega_0 = 0$ , il est possible de condenser l'équation [12] en :

$$\varepsilon_r = 1 + \sum_{k=0}^5 \frac{f_k \omega_p^2}{\omega_k^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_k} \quad [139]$$

▪ **Ajustement des paramètres  $\omega_p$ ,  $\omega_k$ ,  $f_k$  et  $\Gamma_k$  sur des données expérimentales :**

A partir des mesures de permittivités (ou d'indices de réfraction) effectuées sur divers métaux et à différentes longueurs d'onde, Rakic et al. déduisent numériquement par ajustement l'ensemble des paramètres  $f_k$ ,  $\Gamma_k$  et  $\omega_k$ . Les paramètres de 11 métaux (Ag, Au, Cu, Al, Be, Cr, Ni, Pd, Pt, Ti, W) sont tabulés dans la référence 69.

En particulier, pour l'or, ils utilisent les mesures effectuées par Dold et Mecke en 1965<sup>72</sup> ( $\lambda=1,265-9,919\mu\text{m}$ ) et par Theye en 1970<sup>73</sup> ( $\lambda=0,207-2,066\mu\text{m}$ ). Ils en déduisent numériquement les paramètres  $f_k$ ,  $\Gamma_k$  (eV) et  $\omega_k$  (eV) suivant avec  $\hbar\omega_p = 9,03\text{eV}$ :

$f_0$	$\Gamma_0$	$\omega_0$	$f_1$	$\Gamma_1$	$\omega_1$	$f_2$	$\Gamma_2$	$\omega_2$
0,760	0,053	0	0,024	0,241	0,415	0,010	0,345	0,830
$f_3$	$\Gamma_3$	$\omega_3$	$f_4$	$\Gamma_4$	$\omega_4$	$f_5$	$\Gamma_5$	$\omega_5$
0,071	0,870	2,969	0,601	2,494	4,304	4,384	2,214	13,32

Tableau 21 : Paramètres calculés par Rakic et al. à partir des données expérimentales de Dold & Mecke et Theye

A partir de ces paramètres et de l'équation [139], il est possible de calculer la permittivité de l'or en fonction de la longueur d'onde en considérant soit le modèle de Drude seul ( $k=0$ ), soit le modèle de Drude-Lorentz ( $k=0$  à 5) et de comparer ces valeurs calculées avec les valeurs expérimentales mesurées par Dold & Mecke et Theye (Figure 122).

L'ajout des oscillateurs de Lorentz au modèle de Drude permet clairement d'obtenir des valeurs de permittivités réelles et imaginaires beaucoup plus proches des valeurs expérimentales mesurées dans le visible et le proche IR. Dans le proche UV, le modèle de Lorentz devient à son tour imparfait.

En particulier, à la longueur d'onde de  $1,55\mu\text{m}$ , les permittivités relatives de l'or calculées sont de :



$$\varepsilon_{rDrude} = -95,43 + 6,389i \text{ et } \varepsilon_{rDrudeLorentz} = -93,07 + 11,11i$$

Ainsi, le modèle de Drude sous-estime largement la partie imaginaire de l'or (Figure 122) et donc l'absorption de ce métal à 1,55 $\mu\text{m}$ .

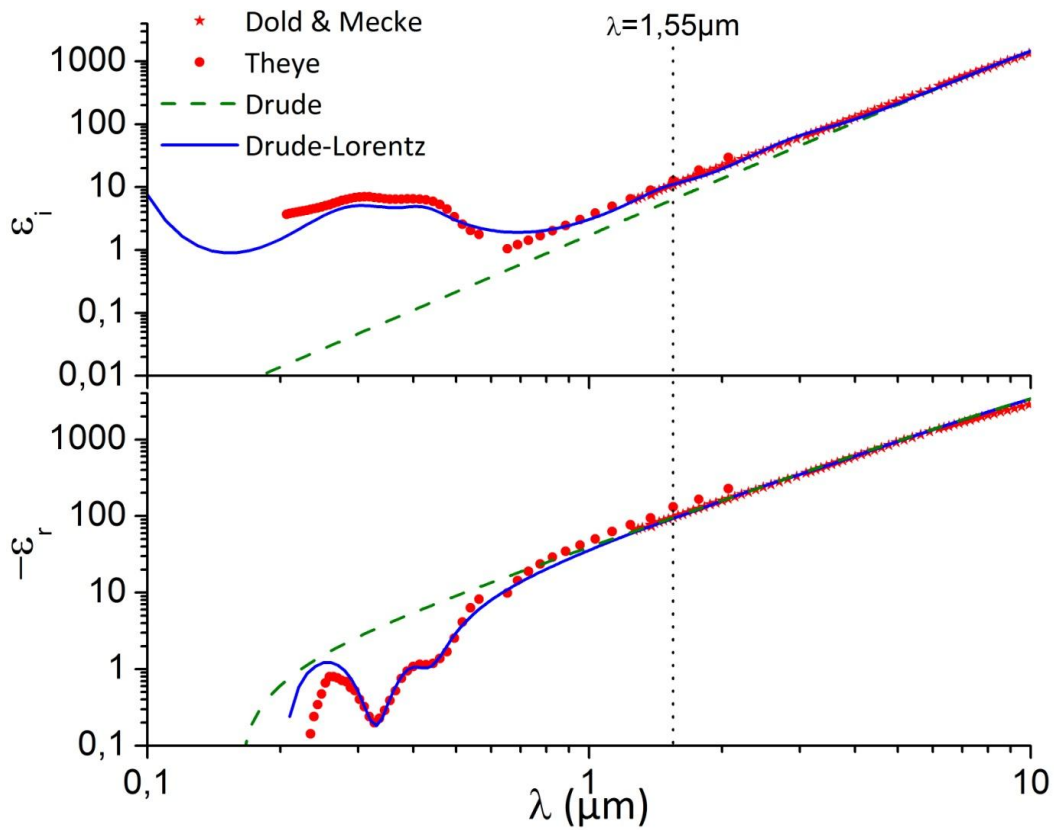


Figure 122 : Comparaison des permittivités réelle et imaginaire de l'or mesurées par Dold & Mecke et Theye avec celles calculées par le modèle Drude seul et le modèle de Drude-Lorentz avec les paramètres de Rakic et al. en fonction de la longueur d'onde

## Annexe II : Algorithme du modèle planaire

L'algorithme utilisé dans le modèle planaire et permettant d'accéder à l'équation d'accord de phase est très simple. Celui-ci est basé sur une boucle WHILE et peut-être présenté sous la forme de l'organigramme suivant :

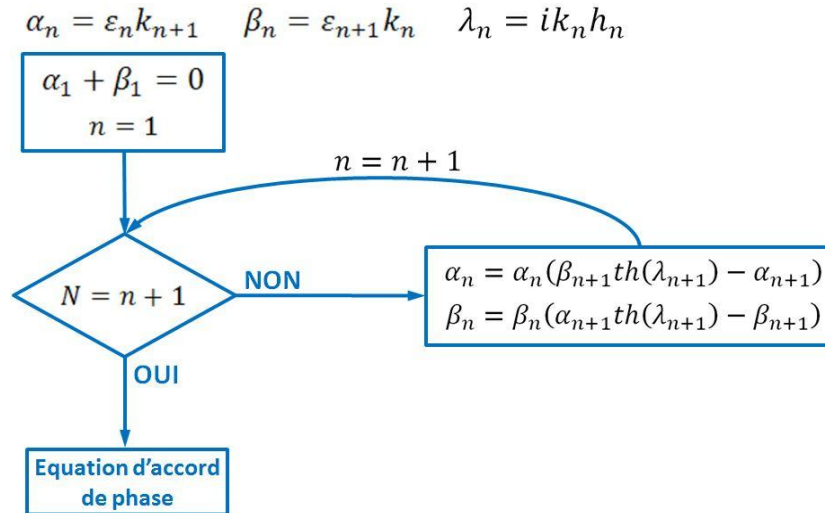


Figure 123 : Organigramme de l'algorithme du modèle planaire

Où :

$N$  est le nombre de couches ;

$n$  est le pas d'incrémentement de la boucle WHILE ;

$\varepsilon_n, k_n$  et  $h_n$  sont respectivement la permittivité, le vecteur d'onde et l'épaisseur de la couche  $n$ .

Ainsi en fonction du nombre de couche  $N$ , les équations d'accord de phase sont aisément calculées. Ces équations sont résumées dans le tableau ci-dessous :

N	Equations d'accord de phase	
2	$\alpha_1 + \beta_1 = 0$	[140]
3	$\alpha_1(\beta_2 th(\lambda_2) - \alpha_2) + \beta_1(\alpha_2 th(\lambda_2) - \beta_2) = 0$	[141]
4	$\alpha_1(\beta_2(\alpha_3 th(\lambda_3) - \beta_3) th(\lambda_2) - \alpha_2(\beta_3 th(\lambda_3) - \alpha_3))$ $+ \beta_1(\alpha_2(\beta_3 th(\lambda_3) - \alpha_3) th(\lambda_2) - \beta_2(\alpha_3 th(\lambda_3) - \beta_3)) = 0$	[142]
5	$\alpha_1(\beta_2(\alpha_3(\beta_4 th(\lambda_4) - \alpha_4) th(\lambda_3) - \beta_3(\alpha_4 th(\lambda_4) - \beta_4)) th(\lambda_2)$ $- \alpha_2(\beta_3(\alpha_4 th(\lambda_4) - \beta_4) th(\lambda_3) - \alpha_3(\beta_4 th(\lambda_4) - \alpha_4)))$ $+ \beta_1(\alpha_2(\beta_3(\alpha_4 th(\lambda_4) - \beta_4) th(\lambda_3) - \alpha_3(\beta_4 th(\lambda_4) - \alpha_4)) th(\lambda_2)$ $- \beta_2(\alpha_3(\beta_4 th(\lambda_4) - \alpha_4) th(\lambda_3) - \beta_3(\alpha_4 th(\lambda_4) - \beta_4))) = 0$	[143]

## Annexe III : Equation aux valeurs propres du solveur de mode

- Equations de Maxwell pour un milieu homogène, isotrope avec  $\mu=\mu_0$  :

$$\vec{\nabla} \cdot \varepsilon \vec{E} = \vec{0} \quad [144]$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \mu \vec{H}}{\partial t} \quad [145]$$

$$\vec{\nabla} \cdot \mu \vec{H} = \vec{0} \quad [146]$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \varepsilon \vec{E}}{\partial t} \quad [147]$$

Où :

E (V/m): champ électrique ;

H (A/m): champ magnétique ;

$\varepsilon$  (F/m) : Permittivité diélectrique ;

$\mu$  (H/m) : Perméabilité magnétique ;

En combinant les équations [145], [146] et [147], on obtient l'équation de d'Alembert :

$$\Delta \vec{H} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad [148]$$

Pour une onde plane, monochromatique, de pulsation  $\omega$  et de vecteur d'onde effectif  $\beta$  se propageant suivant z, on sait que pour H (comme pour E) :

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial z} = j\beta \vec{H} \text{ et } \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -j\omega \vec{H} \quad [149]$$

Ainsi en projetant sur x et y, on obtient le couple d'équations :

$$\frac{\partial^2 H_P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_P}{\partial y^2} + (\varepsilon_v k^2 - \beta^2) H_P = 0 \text{ où } H_P = H_x \text{ ou } H_y \text{ et } v = 1, 2, 3 \text{ ou } 4 \quad [150]$$

- Discrétisation de l'équation d'Helmholtz selon Bierwirth :

En utilisant un développement de Taylor, on substitue les dérivées secondes dans les quatre zones d'indice (voir figure 23).

Exemple : Zone 1

$$\left( \frac{\partial^2 H_P}{\partial x^2} \right)_n + \left( \frac{\partial^2 H_P}{\partial y^2} \right)_w + (\varepsilon_1 k^2 - \beta^2) H_P = 0 \quad [151]$$

$$H_N = H_P + n \left( \frac{\partial H_P}{\partial x} \right)_n + \frac{n^2}{2} \left( \frac{\partial^2 H_P}{\partial x^2} \right)_n \quad [152]$$

$$H_W = H_P - w \left( \frac{\partial H_P}{\partial y} \right)_w + \frac{w^2}{2} \left( \frac{\partial^2 H_P}{\partial y^2} \right)_w \quad [153]$$

$$\frac{2}{n^2} (H_N - H_P) - \frac{2}{n} \left( \frac{\partial H_P}{\partial x} \right)_n + \frac{2}{w^2} (H_W - H_P) + \frac{2}{w} \left( \frac{\partial H_P}{\partial y} \right)_w + \varepsilon_1 k^2 H_P = \beta^2 H_P \quad [154]$$

De la même manière, on obtient pour les zones 2,3 et 4 :

$$\frac{2}{s^2}(H_S - H_P) + \frac{2}{s}\left(\frac{\partial H_P}{\partial x}\right)_s + \frac{2}{w^2}(H_W - H_P) + \frac{2}{w}\left(\frac{\partial H_P}{\partial y}\right)_w + \varepsilon_2 k^2 H_P = \beta^2 H_P \quad [155]$$

$$\frac{2}{s^2}(H_S - H_P) + \frac{2}{s}\left(\frac{\partial H_P}{\partial x}\right)_s + \frac{2}{e^2}(H_E - H_P) - \frac{2}{e}\left(\frac{\partial H_P}{\partial y}\right)_e + \varepsilon_3 k^2 H_P = \beta^2 H_P \quad [156]$$

$$\frac{2}{n^2}(H_N - H_P) - \frac{2}{n}\left(\frac{\partial H_P}{\partial x}\right)_n + \frac{2}{e^2}(H_E - H_P) - \frac{2}{e}\left(\frac{\partial H_P}{\partial y}\right)_e + \varepsilon_4 k^2 H_P = \beta^2 H_P \quad [157]$$

Ainsi on récupère 4 couples d'équations : 4 équations pour H<sub>x</sub>, 4 équations pour H<sub>y</sub>

Il est possible de faire disparaître les dérivées premières en utilisant les conditions aux frontières. En effet, les composantes H<sub>z</sub> et E<sub>z</sub> sont continues sur les interfaces horizontales et verticales, ce qui conduit à quatre nouvelles équations.

- Conditions aux frontières :

La composante H<sub>z</sub> est obtenue à partir des équations [146] et [149] :

$$H_z = -\frac{1}{j\beta}\left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y}\right) \quad [158]$$

Sur une interface horizontale, on a :

$$\left(\frac{\partial H_x}{\partial x}\right)_n + \left(\frac{\partial H_y}{\partial y}\right)_n = \left(\frac{\partial H_x}{\partial x}\right)_s + \left(\frac{\partial H_y}{\partial y}\right)_s \quad [159]$$

Or le champ étant unique le long de la frontière, la dérivée selon y est égale de part et d'autre de la frontière et peut être écrite à partir d'une différence centrée. Ce qui conduit à :

$$\left(\frac{\partial H_x}{\partial y}\right)_n = \left(\frac{\partial H_x}{\partial y}\right)_s = \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{wH_{xE}}{e(e+w)} + \frac{(e-w)H_{xP}}{ew} - \frac{eH_{xW}}{w(e+w)} \quad [160]$$

$$\left(\frac{\partial H_x}{\partial x}\right)_n = \left(\frac{\partial H_x}{\partial x}\right)_s \quad [161]$$

En suivant le même raisonnement sur une interface verticale, on obtiendra :

$$\left(\frac{\partial H_y}{\partial x}\right)_w = \left(\frac{\partial H_y}{\partial x}\right)_e = \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad [162]$$

$$\left(\frac{\partial H_y}{\partial y}\right)_w = \left(\frac{\partial H_y}{\partial y}\right)_e \quad [163]$$

La composante E<sub>z</sub> est obtenue à partir des équations [147] et [149] :

$$E_z = \frac{\mu_0 c}{j\varepsilon k}\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right) \quad [164]$$

Sur une interface horizontale, on a :

$$\frac{1}{\varepsilon_n}\left(\left(\frac{\partial H_y}{\partial x}\right)_n - \left(\frac{\partial H_x}{\partial y}\right)_n\right) = \frac{1}{\varepsilon_s}\left(\left(\frac{\partial H_y}{\partial x}\right)_s - \left(\frac{\partial H_x}{\partial y}\right)_s\right) \quad [165]$$

Avec [162],

$$\varepsilon_s \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} \right)_n - \varepsilon_n \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} \right)_s = (\varepsilon_s - \varepsilon_n) \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad [166]$$

En suivant le même raisonnement sur une interface verticale, on obtiendra :

$$\varepsilon_w \left( \frac{\partial H_x}{\partial y} \right)_e - \varepsilon_e \left( \frac{\partial H_x}{\partial y} \right)_w = (\varepsilon_w - \varepsilon_e) \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad [167]$$

On effectue les opérations suivantes pour  $H_x$  :

$$\frac{w\varepsilon_4}{2} [154] + \frac{e\varepsilon_1}{2} [157] = [168] \text{ et } \frac{w\varepsilon_3}{2} [156] + \frac{e\varepsilon_2}{2} [156] = [169]$$

Sachant qu'à partir de l'équation [167] :

$$\varepsilon_4 \left( \frac{\partial H_{xP}}{\partial y} \right)_w - \varepsilon_1 \left( \frac{\partial H_{xP}}{\partial y} \right)_e = (\varepsilon_4 - \varepsilon_1) \frac{\partial H_y}{\partial x} = (\varepsilon_4 - \varepsilon_1) \left( \frac{sH_{yN}}{n(n+s)} + \frac{(n-s)H_{yP}}{ns} - \frac{nH_{yS}}{n(n+s)} \right)$$

$$\varepsilon_3 \left( \frac{\partial H_{xP}}{\partial y} \right)_w - \varepsilon_2 \left( \frac{\partial H_{xP}}{\partial y} \right)_e = (\varepsilon_3 - \varepsilon_2) \frac{\partial H_y}{\partial x} = (\varepsilon_3 - \varepsilon_2) \left( \frac{sH_{yN}}{n(n+s)} + \frac{(n-s)H_{yP}}{ns} - \frac{nH_{yS}}{n(n+s)} \right)$$

On pose :

$$\mathbf{w}_4 \mathbf{e}_1 = w\varepsilon_4 + e\varepsilon_1$$

$$\mathbf{w}_3 \mathbf{e}_2 = w\varepsilon_3 + e\varepsilon_2$$

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{w}_4 \mathbf{e}_1}{n^2} (H_{xN} - H_{xP}) - \frac{\mathbf{w}_4 \mathbf{e}_1}{n} \left( \frac{\partial H_{xP}}{\partial x} \right)_n + \frac{\varepsilon_4}{w} (H_{xW} - H_{xP}) + \frac{\varepsilon_1}{e} (H_{xE} - H_{xP}) + (\varepsilon_4 \\ - \varepsilon_1) \frac{\partial H_y}{\partial x} + \frac{(w+e)\varepsilon_4 \varepsilon_1 k^2}{2} H_{xP} = \frac{\mathbf{w}_4 \mathbf{e}_1}{2} \beta^2 H_{xP} \end{aligned} \quad [168]$$

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{w}_3 \mathbf{e}_2}{s^2} (H_{xS} - H_{xP}) + \frac{\mathbf{w}_3 \mathbf{e}_2}{s} \left( \frac{\partial H_{xP}}{\partial x} \right)_s + \frac{\varepsilon_3}{w} (H_{xW} - H_{xP}) + \frac{\varepsilon_2}{e} (H_{xE} - H_{xP}) + (\varepsilon_3 \\ - \varepsilon_2) \frac{\partial H_y}{\partial x} + \frac{(w+e)\varepsilon_3 \varepsilon_2 k^2}{2} H_{xP} = \frac{\mathbf{w}_3 \mathbf{e}_2}{2} \beta^2 H_{xP} \end{aligned} \quad [169]$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{n} (H_{xN} - H_{xP}) + \frac{1}{s} (H_{xS} - H_{xP}) + \left( \frac{\partial H_{xP}}{\partial x} \right)_s - \left( \frac{\partial H_{xP}}{\partial x} \right)_n + \left( \frac{n\varepsilon_4}{\mathbf{w}_4 \mathbf{e}_1} + \frac{s\varepsilon_3}{\mathbf{w}_3 \mathbf{e}_2} \right) \frac{1}{w} (H_{xW} \\ - H_{xP}) + \left( \frac{n\varepsilon_1}{\mathbf{w}_4 \mathbf{e}_1} + \frac{s\varepsilon_2}{\mathbf{w}_3 \mathbf{e}_2} \right) \frac{1}{e} (H_{xE} - H_{xP}) \\ + \frac{1}{(n+s)} \left( \frac{n}{\mathbf{w}_4 \mathbf{e}_1} (\varepsilon_4 - \varepsilon_1) + \frac{s}{\mathbf{w}_3 \mathbf{e}_2} (\varepsilon_3 - \varepsilon_2) \right) \left( \frac{sH_{yN}}{n} + \frac{(n^2 - s^2)H_{yP}}{ns} \right. \\ \left. - \frac{nH_{yS}}{s} \right) + \left( \frac{n\varepsilon_4 \varepsilon_1}{\mathbf{w}_4 \mathbf{e}_1} + \frac{s\varepsilon_3 \varepsilon_2}{\mathbf{w}_3 \mathbf{e}_2} \right) \frac{(w+e)}{2} k^2 H_{xP} = \frac{(n+s)}{2} \beta^2 H_{xP} \end{aligned} \quad [170]$$

Où l'équation [170] est obtenue à partir des équations [168] et [169] :

$$[170] = \frac{n}{\mathbf{w}_4 \mathbf{e}_1} [168] + \frac{s}{\mathbf{w}_3 \mathbf{e}_2} [169]$$

Soit :

$$\begin{aligned} a_{xxN} H_{xN} + a_{xxS} H_{xS} + a_{xxE} H_{xE} + a_{xxW} H_{xW} + a_{xxP} H_{xP} + a_{xyN} H_{yN} + a_{xyS} H_{yS} \\ + a_{xyP} H_{yP} = \beta^2 H_{xP} \end{aligned} \quad [171]$$

Où

$$a_{xxN} = \frac{2}{n(n+s)} \quad a_{xxS} = \frac{2}{s(n+s)} \quad [172] \quad [173]$$

$$a_{xxW} = \frac{2}{w(n+s)} \left( \frac{n\varepsilon_4}{\mathbf{w}_4\mathbf{e}_1} + \frac{s\varepsilon_3}{\mathbf{w}_3\mathbf{e}_2} \right) \quad a_{xxE} = \frac{2}{e(n+s)} \left( \frac{n\varepsilon_1}{\mathbf{w}_4\mathbf{e}_1} + \frac{s\varepsilon_2}{\mathbf{w}_3\mathbf{e}_2} \right) \quad [174] \quad [175]$$

$$a_{xxP} = -\frac{2}{ns} - \frac{2}{(n+s)} \left( \frac{n}{\mathbf{w}_4\mathbf{e}_1} \left( \frac{\varepsilon_4}{w} + \frac{\varepsilon_1}{e} \right) + \frac{s}{\mathbf{w}_3\mathbf{e}_2} \left( \frac{\varepsilon_3}{w} + \frac{\varepsilon_2}{e} \right) \right) + \left( \frac{n\varepsilon_4\varepsilon_1}{\mathbf{w}_4\mathbf{e}_1} + \frac{s\varepsilon_3\varepsilon_2}{\mathbf{w}_3\mathbf{e}_2} \right) \frac{(w+e)}{(n+s)} k^2 \quad [176]$$

$$a_{xyN} = \frac{2s}{n(n+s)^2} \left( \frac{n(\varepsilon_4 - \varepsilon_1)}{\mathbf{w}_4\mathbf{e}_1} + \frac{s(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)}{\mathbf{w}_3\mathbf{e}_2} \right) \quad [177]$$

$$a_{xyS} = -\frac{2n}{s(n+s)^2} \left( \frac{n(\varepsilon_4 - \varepsilon_1)}{\mathbf{w}_4\mathbf{e}_1} + \frac{s(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)}{\mathbf{w}_3\mathbf{e}_2} \right) \quad [178]$$

$$a_{xyP} = \frac{2(n-s)}{ns(n+s)} \left( \frac{n(\varepsilon_4 - \varepsilon_1)}{\mathbf{w}_4\mathbf{e}_1} + \frac{s(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)}{\mathbf{w}_3\mathbf{e}_2} \right) \quad [179]$$

En suivant le même raisonnement, on aboutit à une équation similaire pour Hy :

$$a_{yyE}H_{yE} + a_{yyW}H_{yW} + a_{yyN}H_{yN} + a_{yyE}H_{yE} + a_{yyP}H_{yP} + a_{yxE}H_{xE} + a_{yxW}H_{xW} + a_{yxP}H_{xP} = \beta^2 H_{yP} \quad [180]$$

Où

$$a_{yyE} = \frac{2}{e(e+w)} \quad a_{yyW} = \frac{2}{w(e+w)} \quad [181] \quad [182]$$

$$a_{yyS} = \frac{2}{s(e+w)} \left( \frac{e\varepsilon_4}{\mathbf{s}_4\mathbf{n}_3} + \frac{w\varepsilon_1}{\mathbf{s}_1\mathbf{n}_2} \right) \quad a_{yyN} = \frac{2}{n(e+w)} \left( \frac{e\varepsilon_3}{\mathbf{s}_4\mathbf{n}_3} + \frac{w\varepsilon_2}{\mathbf{s}_1\mathbf{n}_2} \right) \quad [183] \quad [184]$$

$$a_{yyP} = -\frac{2}{ew} - \frac{2}{(e+w)} \left( \frac{e}{\mathbf{s}_4\mathbf{n}_3} \left( \frac{\varepsilon_4}{s} + \frac{\varepsilon_3}{n} \right) + \frac{w}{\mathbf{s}_1\mathbf{n}_2} \left( \frac{\varepsilon_1}{s} + \frac{\varepsilon_2}{n} \right) \right) + \left( \frac{ee\varepsilon_4\varepsilon_3}{\mathbf{s}_4\mathbf{n}_3} + \frac{ww\varepsilon_1\varepsilon_2}{\mathbf{s}_1\mathbf{n}_2} \right) \frac{(s+n)}{(e+w)} k^2 \quad [185]$$

$$a_{yxE} = \frac{2w}{e(e+w)^2} \left( \frac{e(\varepsilon_4 - \varepsilon_3)}{\mathbf{s}_4\mathbf{n}_3} + \frac{w(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\mathbf{s}_1\mathbf{n}_2} \right) \quad [186]$$

$$a_{yxW} = -\frac{2e}{w(e+w)^2} \left( \frac{e(\varepsilon_4 - \varepsilon_3)}{\mathbf{s}_4\mathbf{n}_3} + \frac{w(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\mathbf{s}_1\mathbf{n}_2} \right) \quad [187]$$

$$a_{yxP} = \frac{2(e-w)}{ew(e+w)^2} \left( \frac{e(\varepsilon_4 - \varepsilon_3)}{\mathbf{s}_4\mathbf{n}_3} + \frac{w(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\mathbf{s}_1\mathbf{n}_2} \right) \quad [188]$$

- Equation aux valeurs propres :

A partir des équations [171] et [180], il est possible d'écrire l'équation aux valeurs propres sous la forme suivante :

$$[A]H = \beta^2 H = \begin{bmatrix} A_{xx} & A_{xy} \\ A_{yx} & A_{yy} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} \quad [189]$$

Pour expliquer de manière simple la construction du vecteur colonne H et de la matrice carrée [A], nous nous placerons dans le cas d'un guide d'onde rectangulaire discrétisé avec un maillage très simple afin de former une section de guide se composant de seulement 3×3 cellules (Figure 124). L'ensemble de ces 9 cellules est délimité par 16 points (représentés en rouges) correspondant aux emplacements des composantes de champs H<sub>x</sub> et H<sub>y</sub>. Les coordonnées de ces points sont indiquées sur la figure 124. Une épaisseur supplémentaire de cellules est ajoutée autour des 9 cellules initiales de manière à ajouter un contour sur lequel les composantes de champs sont nulles.

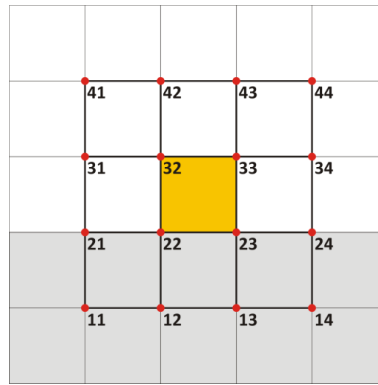


Figure 124 : Section XY d'un guide d'onde rectangulaire (jaune) déposé sur un substrat (gris)

Le vecteur H se construit en ajoutant les composantes de champs Hx et Hy sous forme de colonne en commençant par la composante Hx (en bleu) puis la composante Hy (en rouge) tel que cela est présenté sur la figure 125. La première ligne de la matrice [A] correspond au calcul du terme  $\beta^2 H_{x11}$  et se construit en remplissant les valeurs non nulles correspondant aux termes  $a_{xxP11}, a_{xxN21}, a_{xxE12}, a_{xyP11}$  et  $a_{xyN21}$ . En effet, les composantes de champ étant nulles sur le contour, les termes  $a_{xxW}, a_{xxS}$  et  $a_{xyS}$  ne sont pas pris en compte. Les valeurs non nulles sont représentées par des carrés noirs et les valeurs nulles par des carrés blancs. Les permittivités des quatre cellules entourant le point de coordonnées 11 étant identiques, les termes  $a_{xyP11}$  et  $a_{xyN21}$  sont aussi égaux à 0 (voir les équations [177] et [179]). Ainsi, la première ligne de la matrice [A] se compose de seulement trois valeurs non nulles.

$$\beta^2 H_{x11} = a_{xxW} H_{xW} + a_{xxS} H_{xS} + a_{xxP11} H_{x11} + a_{xxN21} H_{x21} + a_{xxE12} H_{x12} + a_{xyS} H_{yS} + a_{xyP11} H_{y11} + a_{xyN21} H_{y21}$$

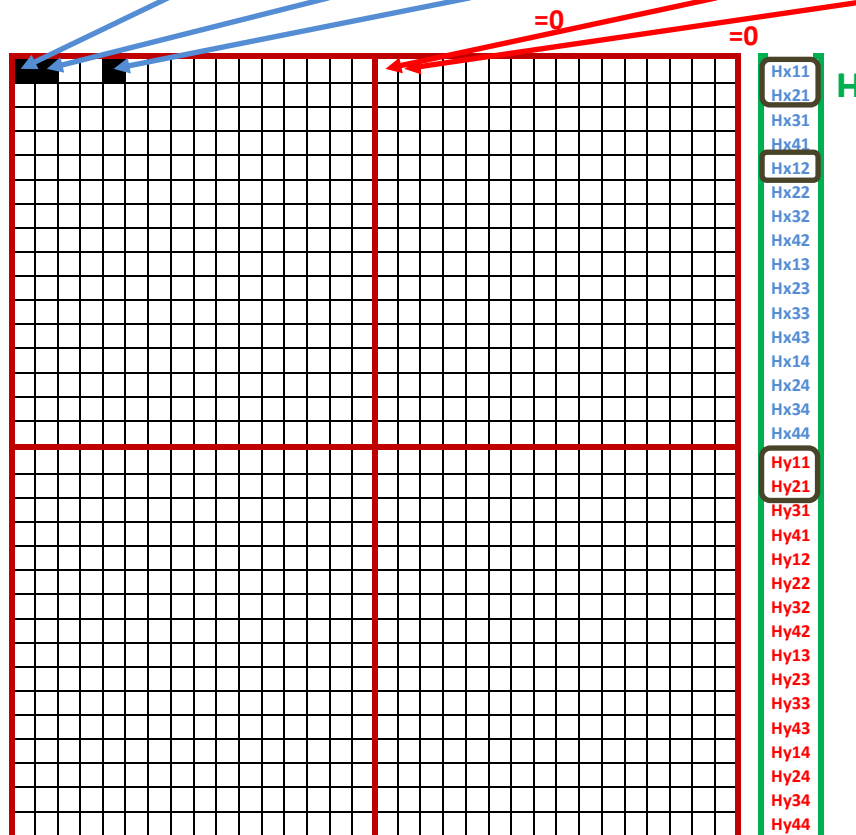


Figure 125 : Construction de la première ligne de la matrice [A]

De manière similaire, on se propose de construire la sixième ligne de la matrice [A] correspondant au calcul du terme  $\beta^2 H_{x22}$ .

Les termes  $a_{xxW21}$ ,  $a_{xxS12}$ ,  $a_{xxP22}$ ,  $a_{xxN32}$ ,  $a_{xxE23}$ ,  $a_{xyS12}$ ,  $a_{xyP22}$  et  $a_{xyN32}$  sont placés dans la matrice [A] tels que présentés sur la figure 126. Le maillage n'étant pas adaptatif dans cet exemple, n est égal à s et donc le terme  $a_{xyP22}$  est nul (voir équation [179]).

$$\beta^2 H_{x22} = a_{xxW21} H_{x21} + a_{xxS12} H_{x12} + a_{xxP22} H_{x22} + a_{xxN32} H_{x32} + a_{xxE23} H_{x23} + a_{xyS12} H_{y12} + a_{xyP22} H_{y22} + a_{xyN32} H_{y32}$$

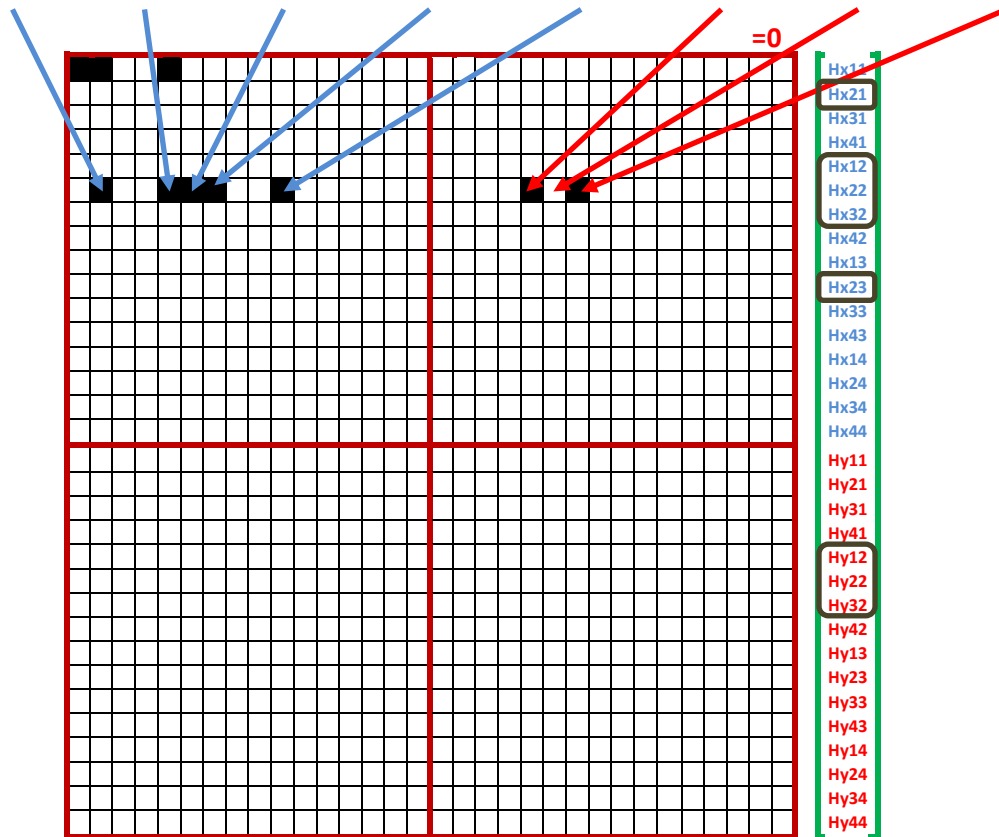


Figure 126 : Construction de la sixième ligne de la matrice [A]

La matrice [A] ainsi calculée est une matrice carrée contenant 1024 valeurs dont 12,5% sont non-nulles. La taille de la matrice sera d'autant plus grande et le facteur de remplissage d'autant plus faible que le maillage sera fin. Par exemple, dans le cas d'une section de guide identique à celle présenté sur la figure 124 mais avec un maillage deux fois plus petit (voir figure 127), cela conduit à une section de guide se composant de 6×6 cellules et à une matrice [A] contenant 9604 valeurs dont seulement 4,3% sont non-nulles. Les sections de guides plasmoniques étudiées se composent généralement d'au moins 500×500 cellules. Ce type de calcul conduit alors à une matrice [A] contenant  $\approx 2,5 \cdot 10^{11}$  valeurs dont seulement 0,001% sont non nulles. Ainsi, l'utilisation du formalisme des matrices creuses présenté dans le paragraphe §II.1.C est impérative.



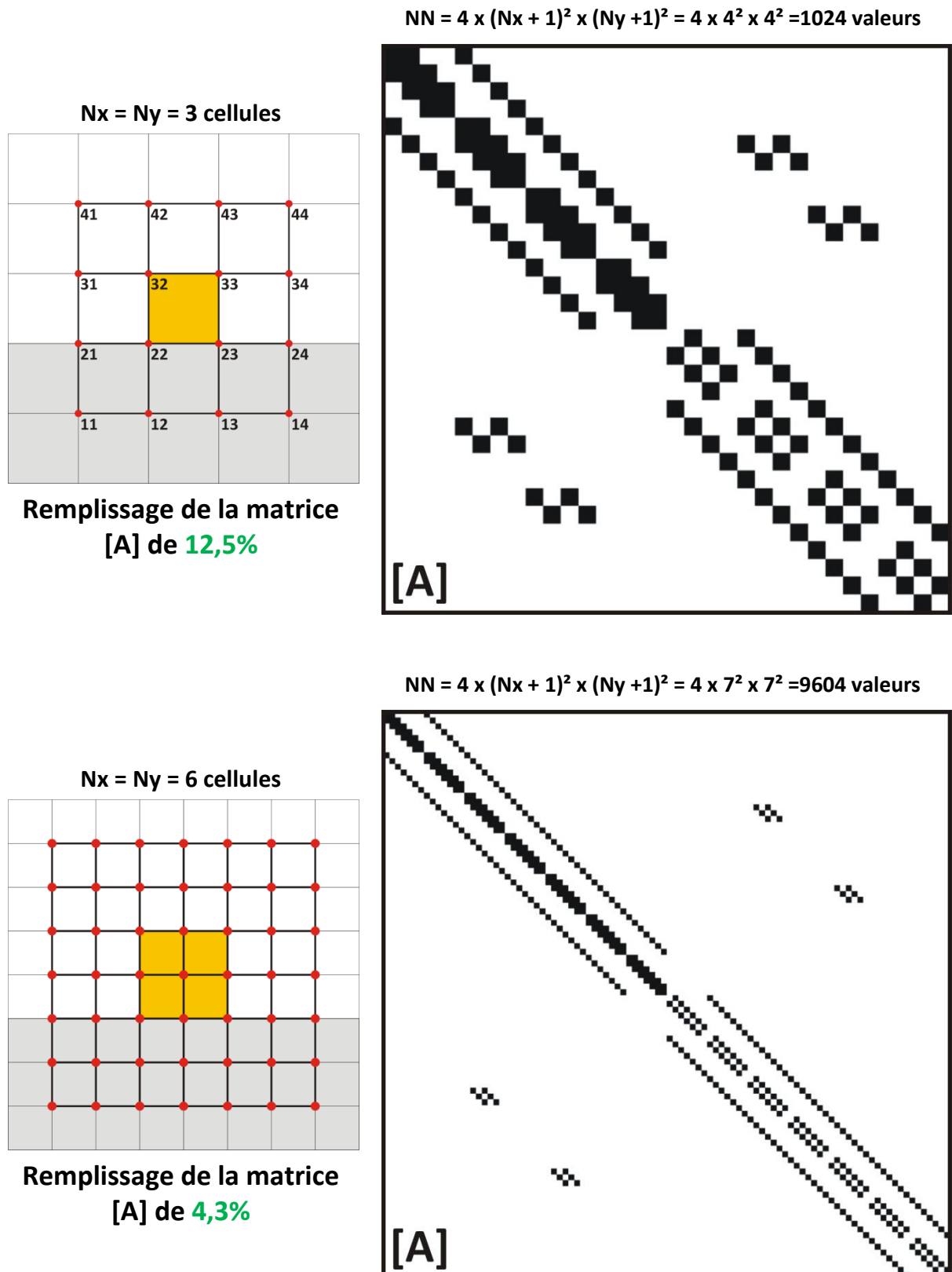


Figure 127 : Présentation de la matrice [A] obtenue pour des sections de guide contenant respectivement 3x3 (haut) et 6x6 (bas) éléments

## Annexe IV : Etude d'un guide d'onde semi-conducteur en ruban

L'étude d'un guide d'onde semi-conducteur en ruban a été choisie comme une étape préliminaire pour permettre de tester la validité du maillage adaptatif dans le code FVFD. Il s'agit d'une structure test utilisée dans de nombreuses références permettant de comparer différentes méthodes de calculs entre elles. En particulier, plusieurs de ces références sont comparées dans la référence 88 pour des calculs effectués à la longueur d'onde  $\lambda=1,55\mu\text{m}$ .

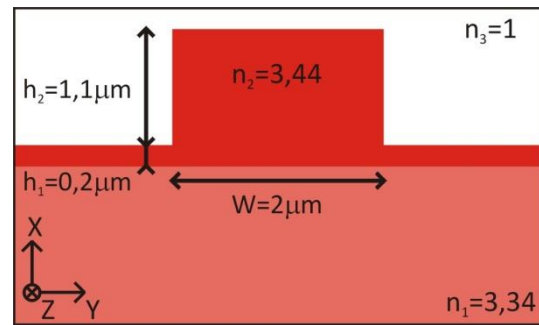


Figure 128 : Section XY d'un guide en ruban à semi-conducteur (Dimensions  $2,8\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ )

Pour cela, les valeurs des indices effectifs calculés sans puis avec le maillage adaptatif ont été systématiquement comparées avec les valeurs obtenues dans la littérature à l'aide d'autres solveurs de modes<sup>86,88</sup>. Les dimensions et les indices de réfraction caractérisant le guide d'onde en ruban modélisé sont indiqués sur la figure 128. Ce guide supporte un mode TE et un mode TM. L'utilisation d'un maillage adaptatif nécessite des zones d'adaptation progressives entre deux zones de maillages différents. En effet, si la différence de maillage est trop abrupte, la précision du calcul s'en trouve détériorée. Les maillages qui ont été utilisés selon X et Y ( $dx$  et  $dy$ ) sont présentés sur la figure 129 avec environ  $250 \times 250$  cellules dans les directions X et Y.

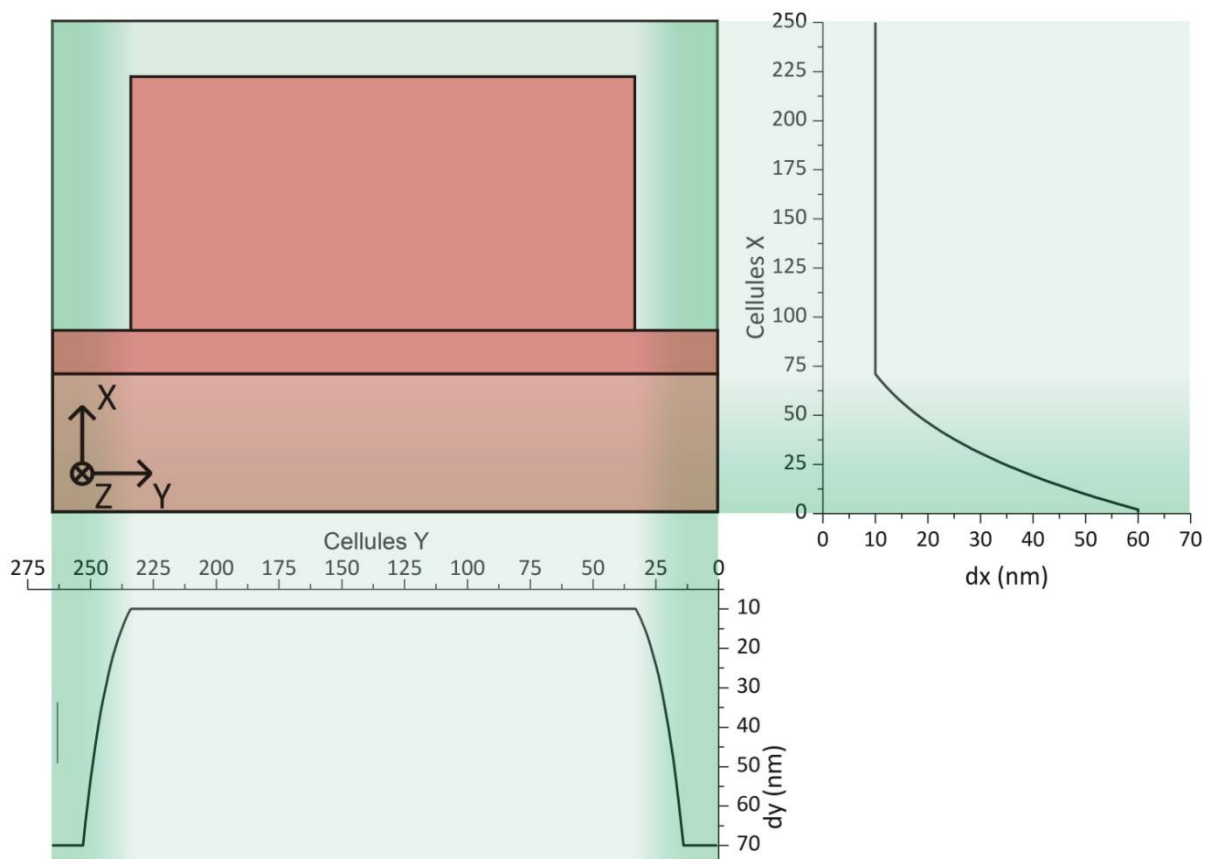


Figure 129 : Maillages  $dx$  et  $dy$  utilisés par le solveur de mode pour le guide semi-conducteur en ruban

Les valeurs propres obtenues par la résolution numérique de l'équation [53] permettent de déduire les indices effectifs associés aux modes propres TE et TM. La comparaison des indices

effectifs (avec ou sans maillage adaptatif) avec la référence 88 montre un très bon accord (réf. 88 :  $n_{\text{eff}}=3,388687$  pour le mode TE avec un maillage homogène  $dx=dy=13\text{nm}$ ).

Maillage adaptatif	$n_{\text{effTE}}$	$n_{\text{effTM}}$	NZ	Temps de calcul
SANS	3,388692	3,387860	$1,90 \cdot 10^6$	2 min 25
AVEC	3,388690	3,387853	$0,66 \cdot 10^6$	0 min 42

Tableau 22 : Comparaison des indices effectifs des modes TM et TE, du nombre de valeurs non nulles NZ de la matrice [A] et du temps de calcul sur un ruban diélectrique avec et sans maillage adaptatif

Les calculs avec et sans maillage adaptatif donnent des valeurs d'indices effectifs identiques à  $10^{-5}$  près pour un temps de calcul avec le maillage adaptatif trois fois plus court. Le maillage sera généralement choisi de manière à minimiser le nombre de cellules et donc le temps de calcul tout en conservant une précision optimale sur les indices effectifs.

Les vecteurs propres associés aux modes TE et TM donnent accès aux champs  $H_x$  et  $H_y$  avec le maillage adaptatif adopté (et donc aussi aux composantes de champs  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  et  $H_z$ ). Par interpolation linéaire, il est possible de retrouver le champ  $H_y$  avec une échelle linéaire (Figure 130).

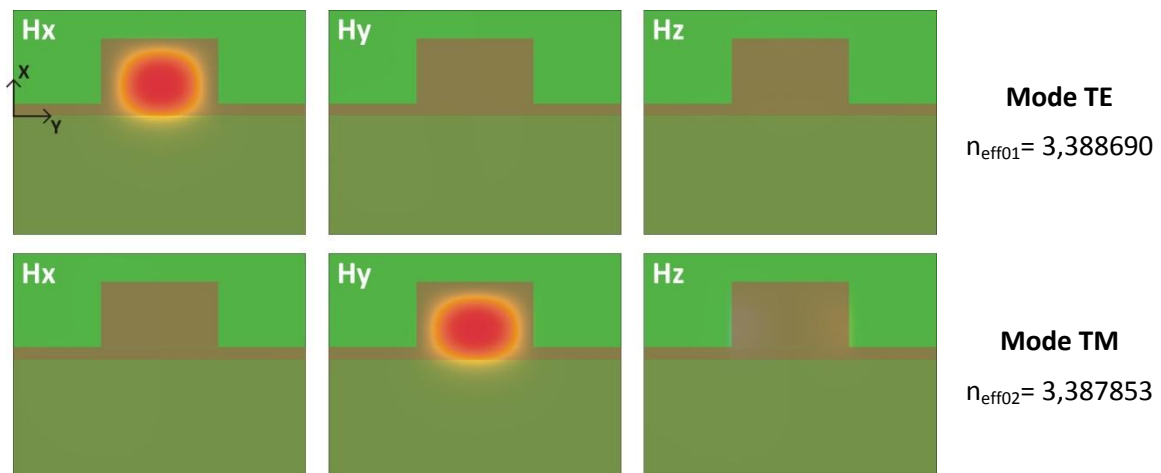


Figure 130 : Composantes  $H_x$ ,  $H_y$  et  $H_z$  des modes TE et TM du ruban semi-conducteur obtenu avec le maillage adaptatif après interpolation linéaire

## Annexe V : Condition de stabilité numérique du code FDTD

Pour assurer la stabilité numérique et éviter que le code FDTD ne diverge, certaines conditions sur les pas temporels et spatiaux doivent être respectées. Tout d'abord, pour conserver un échantillonnage suffisamment fin, les pas spatiaux sont rarement choisis supérieurs à 1/10 de la longueur d'onde dans le milieu matériel associée au champ EM :

$$\Delta x \leq \frac{\lambda}{10} ; \Delta y \leq \frac{\lambda}{10} ; \Delta z \leq \frac{\lambda}{10} \quad [190]$$

Pour une onde plane, progressive, monochromatique, polarisée rectiligne, se propageant dans un milieu homogène ( $\varepsilon$  et  $\mu$  constants), les champs électrique et magnétique peuvent s'écrire :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} ; \vec{H} = \vec{H}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

En utilisant l'algorithme de Yee, les champs discrets correspondant au point  $(n, i, j, k)$  de l'espace - temps deviennent:

$$\vec{E}_{i,j,k}^n = \vec{E}_0 e^{j(n\omega\Delta t - k_x i \Delta x - k_y j \Delta y - k_z k \Delta z)} ; \vec{H}_{i,j,k}^n = \vec{H}_0 e^{j(n\omega\Delta t - k_x i \Delta x - k_y j \Delta y - k_z k \Delta z)}$$

A partir de l'équation de Maxwell-Ampère suivant x exprimée par [67], on obtient :

$$\left[ \frac{E_x|^{n+\frac{1}{2}} - E_x|^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} \right]_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \left[ \frac{H_z|_{j+1}^n - H_z|_j^n}{\Delta y} \right]_{i,k+\frac{1}{2}} - \left[ \frac{H_y|_{k+1}^n - H_y|_k^n}{\Delta z} \right]_{i,j+\frac{1}{2}} - \sigma \left[ \frac{E_x|^{n+\frac{1}{2}} + E_x|^{n-\frac{1}{2}}}{2} \right]_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} \right] \quad [191]$$

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{E_{0x} e^{j(n\omega\Delta t - k_x i \Delta x - k_y (j+\frac{1}{2})\Delta y - k_z (k+\frac{1}{2})\Delta z)}}{\Delta t} \right] 2j \sin \frac{\omega\Delta t}{2} \\ & = \frac{1}{\varepsilon} e^{j(n\omega\Delta t - k_x i \Delta x - k_y (j+\frac{1}{2})\Delta y - k_z (k+\frac{1}{2})\Delta z)} \left[ \frac{H_{0z} 2j \sin \frac{k_y \Delta y}{2}}{\Delta y} - \frac{H_{0y} 2j \sin \frac{k_z \Delta z}{2}}{\Delta z} - \sigma E_{0x} 2 \cos \frac{\omega\Delta t}{2} \right] \end{aligned} \quad [192]$$

En posant :

$$\Omega = \frac{2 \sin \frac{\omega\Delta t}{2}}{\Delta t} ; K_x = \frac{2 \sin \frac{k_x \Delta x}{2}}{\Delta x} ; K_y = \frac{2 \sin \frac{k_y \Delta y}{2}}{\Delta y} ; K_z = \frac{2 \sin \frac{k_z \Delta z}{2}}{\Delta z} ; \Lambda = \cos \frac{\omega\Delta t}{2}$$

L'équation [192] peut être réécrite sous la forme :

$$j\varepsilon\Omega E_{0x} = [jK_y H_{0z} - jK_z H_{0y} - \Lambda\sigma E_{0x}] \quad [193]$$

De la même manière, les équations [71] et [72] qui correspondent également à Maxwell-Ampère respectivement suivant y et z conduisent à :

$$j\varepsilon\Omega E_{0y} = [jK_z H_{0x} - jK_x H_{0z} - \Lambda\sigma E_{0y}] \quad [194]$$

$$j\varepsilon\Omega E_{0z} = [jK_x H_{0y} - jK_y H_{0x} - \Lambda\sigma E_{0z}] \quad [195]$$

Le même type de calcul peut être effectué à partir de l'équation de Maxwell-Faraday conduisant aux équations :

$$j\mu\Omega H_{0x} = -[jK_y E_{0z} - jK_z E_{0y}] \quad [196]$$

$$j\mu\Omega H_{0y} = -[jK_z E_{0x} - jK_x E_{0z}] \quad [197]$$

$$j\mu\Omega H_{0z} = -[jK_x E_{0y} - jK_y E_{0x}] \quad [198]$$

En posant le vecteur  $\vec{K}$  défini par :

$$\vec{K} = \frac{2\sin \frac{k_x \Delta x}{2}}{\Delta x} \vec{u}_x + \frac{2\sin \frac{k_y \Delta y}{2}}{\Delta y} \vec{u}_y + \frac{2\sin \frac{k_z \Delta z}{2}}{\Delta z} \vec{u}_z \quad [199]$$

Deux équations vectorielles peuvent être déduites correspondant respectivement aux équations de Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère adaptées au cas du calcul numérique FDTD pour tenir compte de l'effet d'échantillonnage temporel et spatial :

$$j\Omega \varepsilon \vec{E}_0 = j\vec{K} \wedge \vec{H}_0 - \Lambda \sigma \vec{E}_0 \quad [200]$$

$$j\Omega \mu \vec{H}_0 = -j\vec{K} \wedge \vec{E}_0 \quad [201]$$

La combinaison des équations [200] et [201] donne :

$$K^2 = \Omega \mu (\Omega \varepsilon - j\Lambda \sigma) \quad [202]$$

Cette équation correspond à une équation de dispersion numérique équivalente à une relation de dispersion classique dans un espace homogène. Celle-ci impose une condition de stabilité.

Soit :

$$\xi = \frac{\Delta t \Omega}{2} = \sin \frac{\omega \Delta t}{2} \Leftrightarrow \omega = \frac{2}{\Delta t} \sin^{-1} \xi \quad [203]$$

Pour que le calcul soit stable,  $\xi$  doit nécessairement respecter  $\xi \leq 1$ . En effet, si  $\xi > 1$ ,  $\omega$  devient une grandeur complexe avec une partie imaginaire négative  $\omega = a - jb$  ( $a, b > 0$ ). Ce qui conduit à  $\exp(j\omega t) = \exp(jat) \exp(bt)$  donc à une expression des champs EM qui diverge de façon exponentielle au cours du temps.

D'après [202], dans d'un milieu diélectrique non conducteur ( $\sigma=0$ ) :

$$\xi = \frac{\Delta t}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{\sin \frac{k_x \Delta x}{2}}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{\sin \frac{k_y \Delta y}{2}}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{\sin \frac{k_z \Delta z}{2}}{\Delta z}\right)^2} \leq \frac{\Delta t}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2} = \xi_{\max} \quad [204]$$

On peut fixer  $\xi_{\max} = 1$  de manière à respecter la condition de stabilité  $\xi \leq 1$ . Ce qui conduit à une condition sur le pas temporel  $\Delta t$ . Ce choix permet d'obtenir le pas temporel maximal tout en respectant la condition de stabilité numérique.

$$\Delta t = \frac{1}{v_\phi \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}} \quad \text{où } \mu\varepsilon v_\phi^2 = 1 \quad [205]$$

## Annexe VI: Evolution de la composante $H_y$ de $5000\Delta t$ à $40000\Delta t$

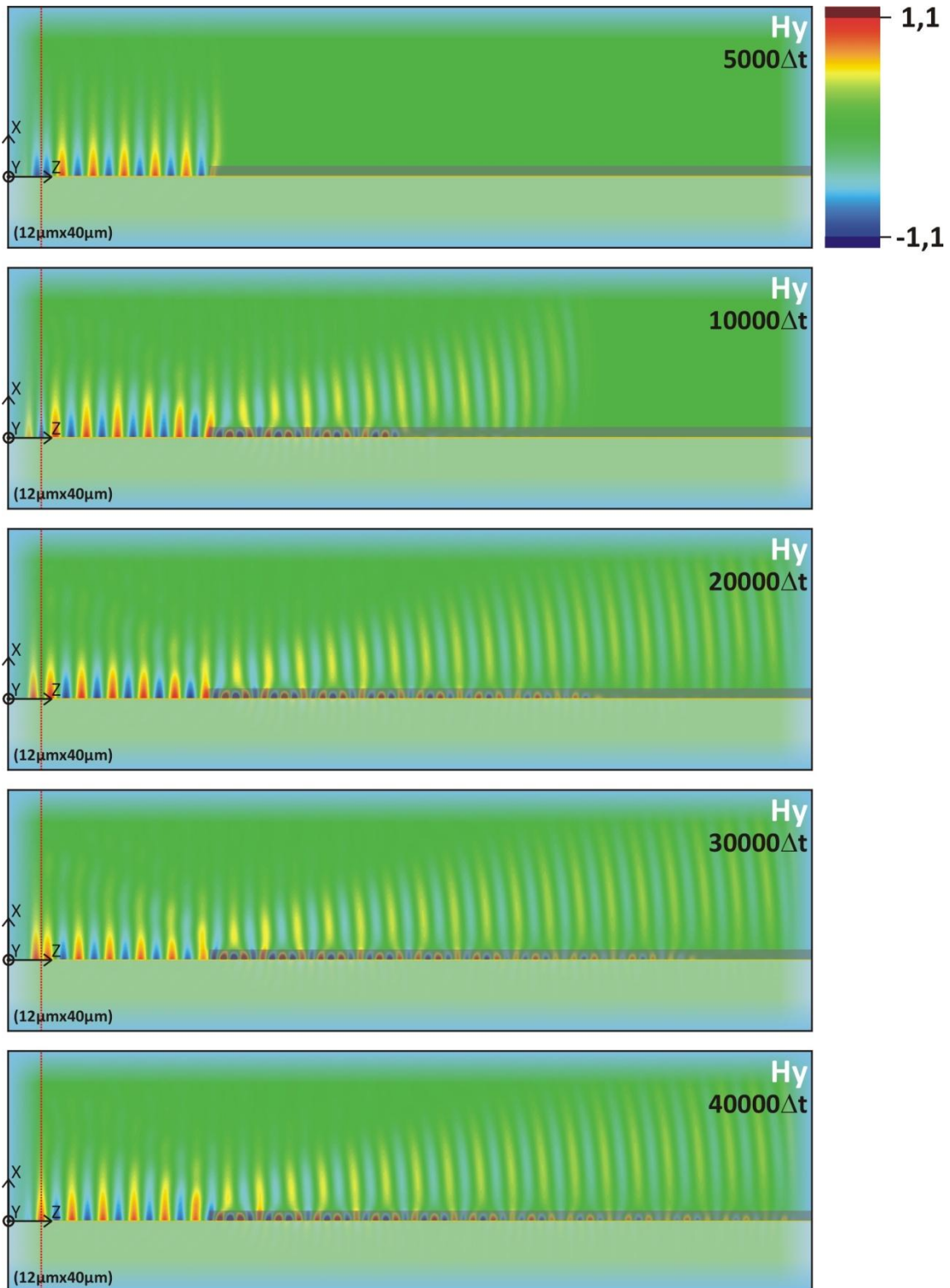


Figure 131 : Evolution de la composante  $H_y$  de  $5000\Delta t$  à  $40000\Delta t$

## Annexe VII : Exemple d'éléments intégrés passifs calculés par FDTD-2D

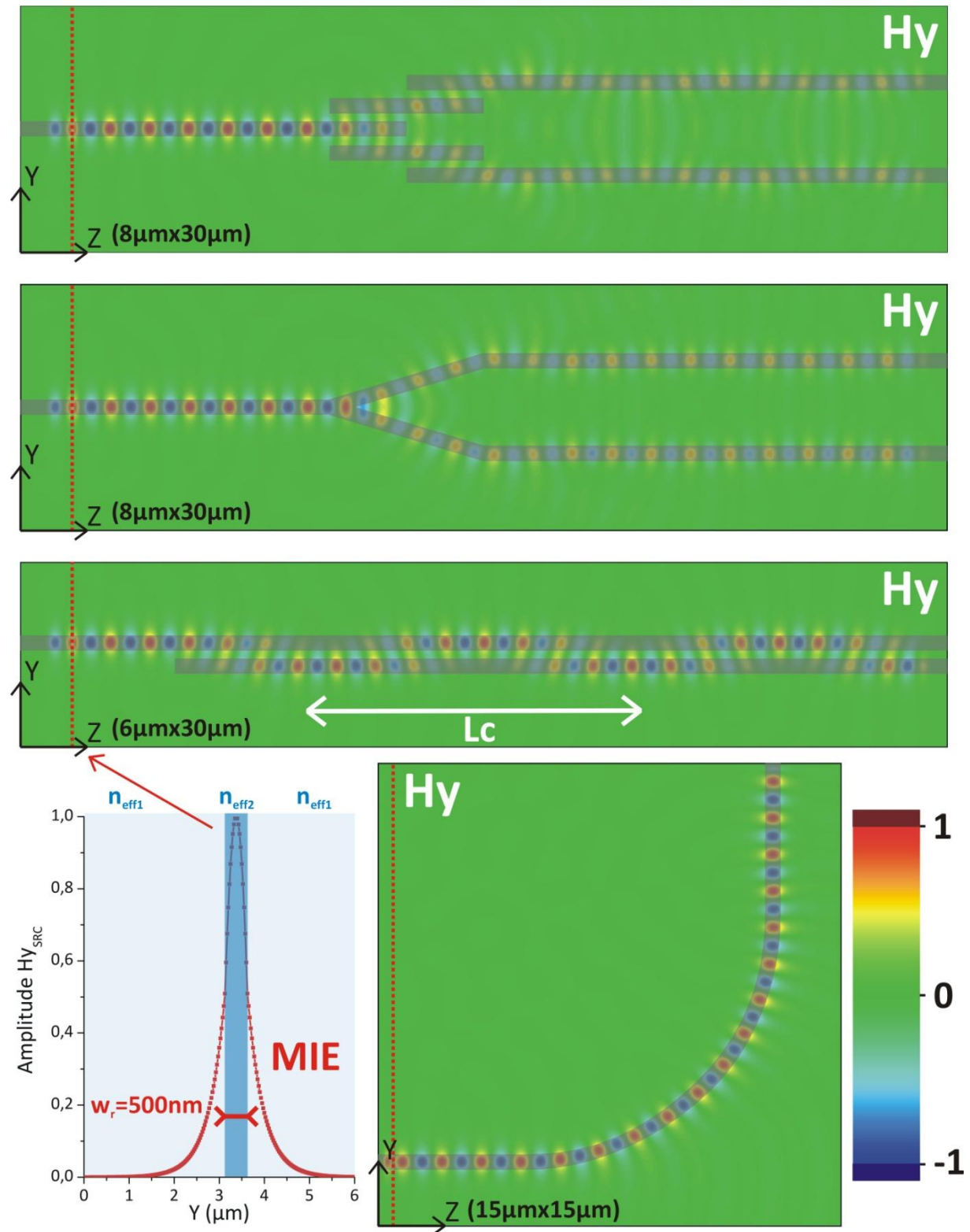


Figure 132 : Exemples d'éléments intégrés passifs basés sur les guides d'onde DLSP et calculés par FDTD-2D avec une ligne source déterminée à partir du modèle de l'indice effectif (MIE)

## Annexe VIII : Typon du montage de conditionnement de signal

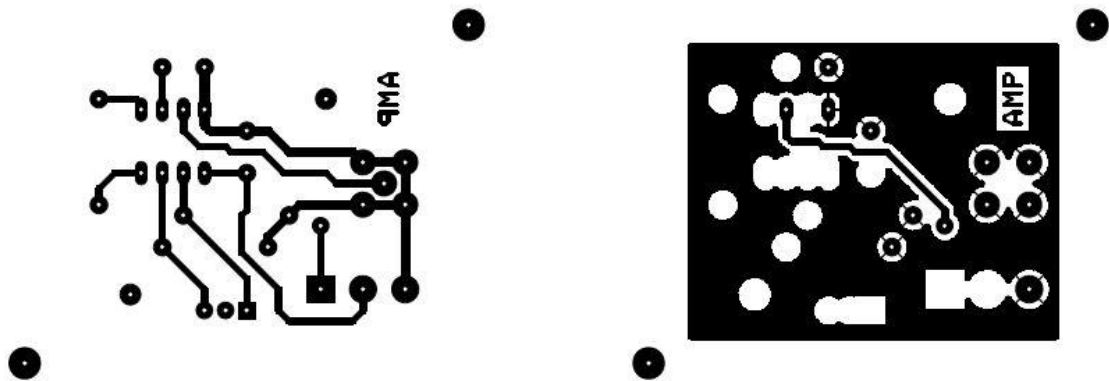
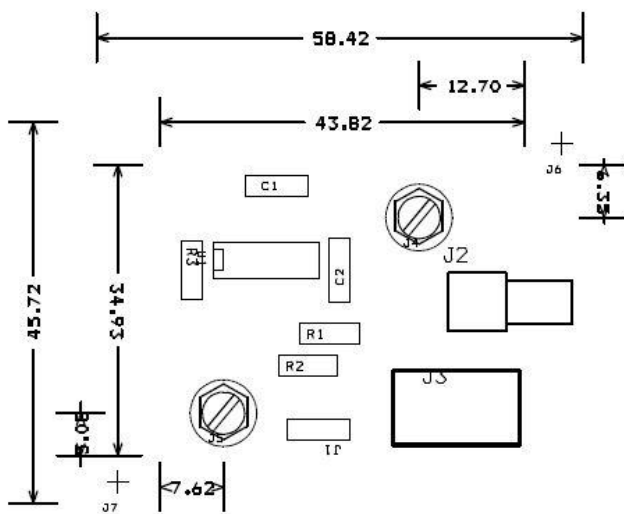


Figure 133 : Typon du montage de conditionnement de signal utilisant l'amplificateur d'instrumentation INA 111



## Annexe IX : Face Avant de l'IHM du programme LabVIEW

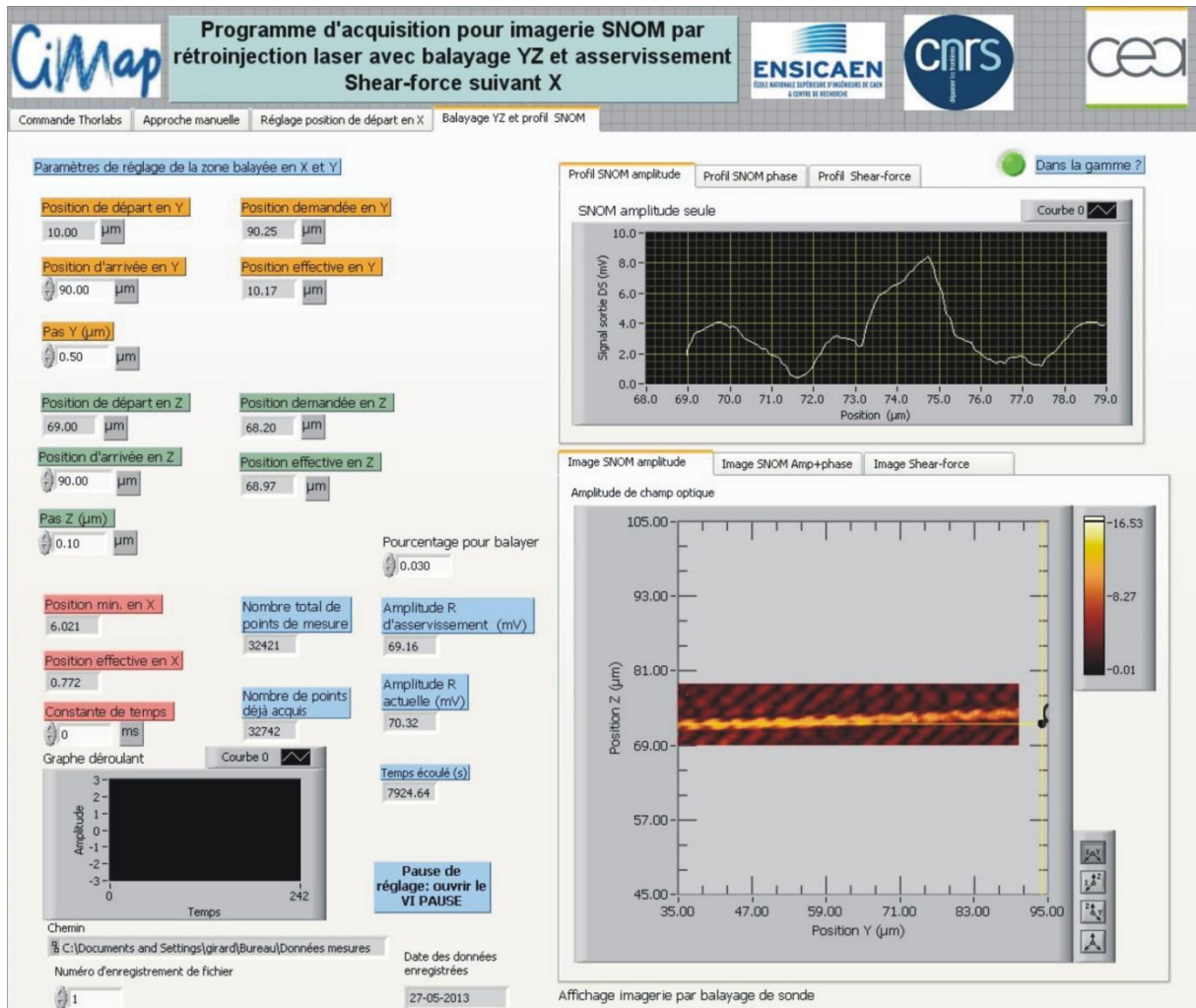


Figure 134 : Face-avant de l'interface homme-machine du programme d'asservissement SNOM

## Annexe X : Correcteur PID

Les correcteurs PID sont très utilisés pour les systèmes de régulation à une seule entrée et une seule sortie (SISO : Single Input Single Output). La commande  $u(t)$  est calculée à partir de la différence ou « erreur »  $\varepsilon(t)$  entre la valeur de consigne choisie par l'utilisateur lors de la phase d'approche initiale et le signal  $A(t)=R\cos\theta$  proportionnel à la position instantanée de la pointe par rapport à la surface au cours du balayage. La commande  $u(t)$  est constituée par la somme de trois contributions (Figure 135) :

- La contribution proportionnelle P permet d'amplifier l'erreur instantanée  $\varepsilon(t)$  en la multipliant par le facteur  $G_p$  appelé « gain proportionnel » afin que le système réponde plus rapidement aux changements sur le signal  $A(t)$ . Un gain  $G_p$  trop grand peut cependant entraîner un risque de dépassement, voire déstabiliser le système. L'utilisation du seul terme proportionnel peut aussi entraîner un écart permanent entre la mesure et la consigne appelé « écart de statisme ». La diminution de cet écart passe par l'ajout d'une composante intégrale.
- La contribution intégrale I consiste à intégrer  $\varepsilon(t)$  au cours du temps puis à multiplier la valeur obtenue par le gain  $G_i$  appelé « gain intégral ». L'augmentation du gain  $G_i$  permet d'augmenter la précision en réduisant l'écart de statisme mais au détriment de la rapidité de réponse de l'asservissement.
- La contribution dérivée D consiste à dériver  $\varepsilon(t)$  en fonction du temps puis à multiplier la valeur obtenue par le gain  $G_d$  appelé « gain dérivé ». Lorsque le système s'approche de la consigne, ce terme entraîne un ralentissement en appliquant une action dans le sens opposé qui permet d'éviter un dépassement de la consigne et une stabilisation plus rapide en supprimant les éventuelles oscillations autour du point de consigne.

Le signal de commande  $u(t)$  est obtenu en sommant chacune des contributions :

$$u(t) = G_p \varepsilon(t) + G_i \int_0^t \varepsilon(t') dt' + G_d \frac{d\varepsilon(t)}{dt}$$

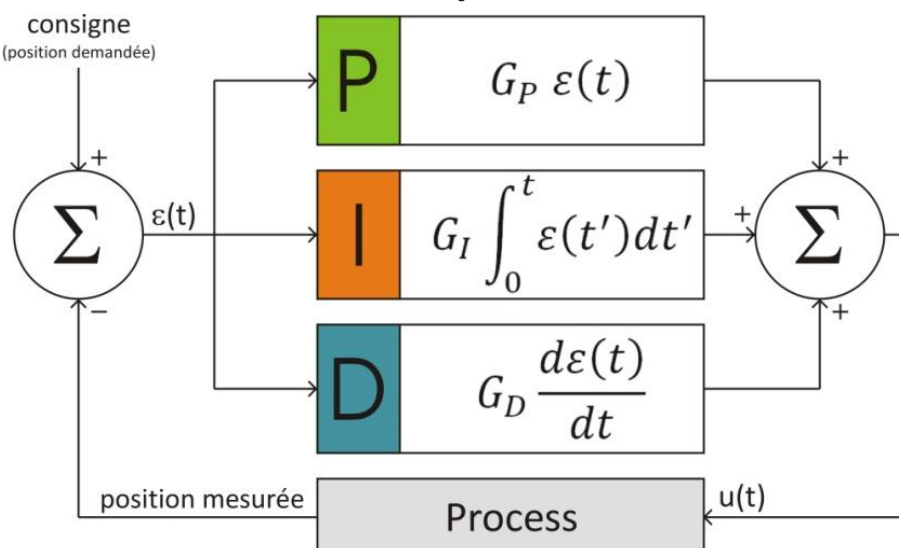


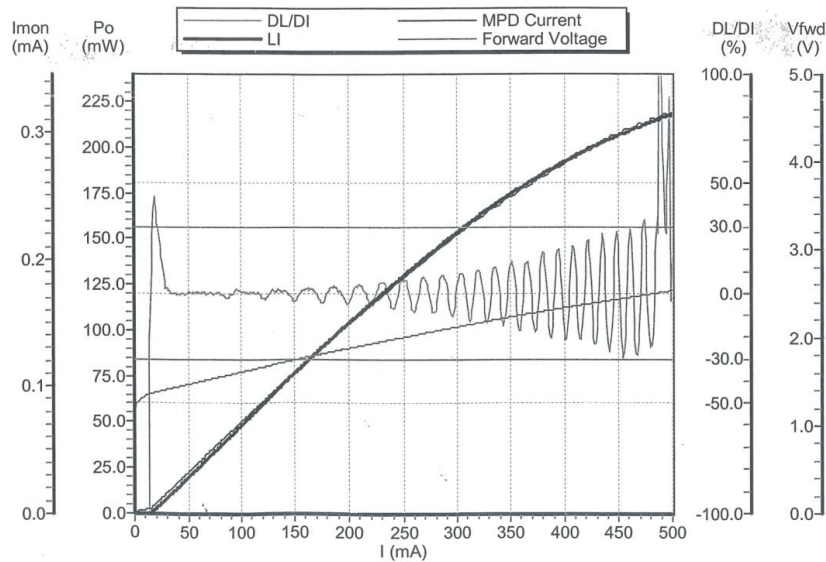
Figure 135 : Schéma de principe d'un PID

# Annexe XI : Données constructeur du laser à fibre DFB et de la diode laser de pompage

## 980 LASER MODULE TEST DATA



Model Number:	SDLO-2564-125-CN	$I_{th}$ (mA):	16.0
Serial Number:	580390	$I_{op}$ (mA):	211.4 @ 110 mW
LD Temp. (°C):	25.0	$I_{mon}$ at $I_{op}$ :	0.157 mA
Case Temp. (°C):	25	$I_{max}$ (mA):	240.4 @ 125 mW
TEC Volts @ $I_{max}$ :	2.5 V @ 75°C	$\eta$ (mW/mA):	0.57
TEC Current @ $I_{max}$ :	1.46 A @ 75°C		
Thermistor Resistance: @ 25°C	9.97 KOhm	Peak Wavelength:	975.5 nm

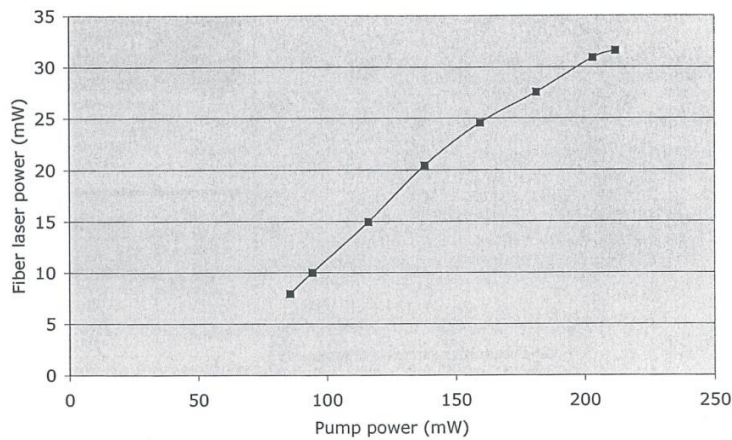


Date Tested: Sunday, March 4 2001 7:11:59 AM

Approved by: SDL Optics March 5, 2001

2500-32 580390

**Figure 136 : Fiche technique de la diode laser fibrée InGaAs SDLO-2564-125-CN**



**Figure 137 : Courbe de rendement du laser KOHERAS Basik C15**

## Specific Specifications

KOHERAS BASIK™	E15	C15	Y10
Center wavelength [nm]	1535-1565	1535-1565	1030-1090
Line width [kHz]	< 20	< 70	< 100
Output power [mW] @ 120 mW pumping	> 0.1	~ 5	~ 5
Signal-to-ASE Noise ratio [dB] (50 pm res.)	> 50	> 70	> 65
RIN peak [kHz] @ 100 mW	> 250	> 700	approx 1000
PM output	Optional	Optional	Optional
Thermal tuning range [pm]	1000 (20-50 °C)	1000 (20-50 °C)	700 (20-50 °C)
Piezo electric tuning range [pm] (optional)	up to 60	up to 60	up to 40

## General Specifications

KOHERAS BASIK™	E15	C15	Y10
SMF Fiber pigtail length [m]	> 1	> 1	> 1
Connectors	FC-APC, FC-PC or other	FC-APC, FC-PC or other	FC-APC, FC-PC or other
Dimensions (DxLxW) [mm]	10x110x17	10x110x17	10x110x17
Operating temperature range [°C]	-20 - 40	-20 - 40	-20 - 40
Storage temperature range [°C]	-20 - 50	-20 - 50	-20 - 50

Figure 138 : Tableaux des spécifications du laser KOHERAS Basik

Le laser KOHERAS Basik C15 est un laser à fibre phosphate co-dopée Yb-Er dont le schéma complet est présenté figure 30. Des ions d'ytterbium sont incorporés dans la matrice phosphate afin d'améliorer l'absorption de la pompe. L'ytterbium joue le rôle d'ion sensibilisateur de l'erbium en absorbant l'énergie de la pompe avant de la transmettre aux ions erbium. Le recouvrement entre le spectre d'émission de l'ytterbium et le spectre d'absorption de l'erbium permet d'atteindre une efficacité de transfert très élevé (95%). Il est néanmoins possible de simplifier ce schéma à celui présenté sur la figure 73.

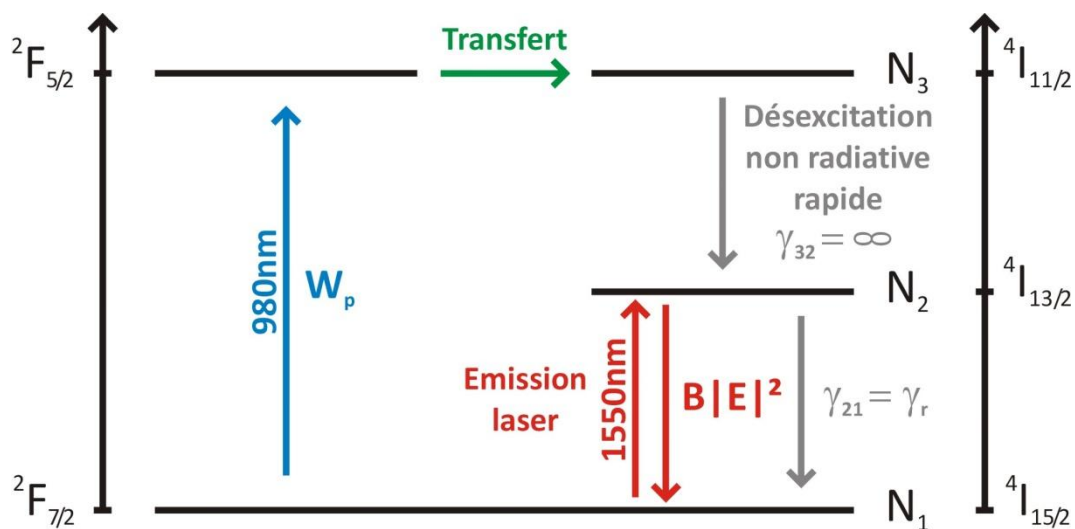


Figure 139 : Diagramme en énergie d'un laser à trois niveaux Er-Yb

## Annexe XII : Couplage par réseau de fentes concentriques

De manière à s'affranchir des contraintes imposées par la configuration de KR (§III.2.B), une nouvelle technique de couplage basée sur les travaux théoriques de X. Li (§III.2.D) est actuellement en phase de test préliminaire.

Deux séries de trois fentes semi-circulaires de 300nm de largeurs ont été usinées par FIB par Bernadette DOMENGES du Laboratoire de Microélectronique et de Physique des Semi-conducteurs (LaMIPs). Ces fentes, de rayons  $3,1\mu\text{m}$  ( $=2\lambda$ )\*,  $4,65\mu\text{m}$  ( $=3\lambda$ ) et  $6,2\mu\text{m}$  ( $=4\lambda$ ), ont été précisément centrées aux extrémités de deux guides d'onde DLSPP fabriqués au préalable par LFE dont les largeurs sont de  $515\pm 40\text{nm}$  et  $820\pm 40\text{nm}$  (voir images MEB figure 140). Ces deux guides seront respectivement appelés guide 1 et guide 2 dans la suite.

L'ensemble des éléments du montage SNOM mis en place dans la configuration de KR a été conservé, mis à part le prisme qui a été retiré. L'échantillon est fixé à la verticale à l'aide de colle cyanoacrylate au centre de la table de rotation micrométrique de manière à ce que le faisceau incident puisse être injecté par l'arrière de l'échantillon laissant la tête SNOM libre de se déplacer sur la face avant de l'échantillon. L'angle et l'inclinaison du faisceau incident peuvent être optimisés de manière à compenser de petites déviations pouvant être dues à la fabrication ou au collage de l'échantillon. Le faisceau incident est collimaté et forme un spot de l'ordre de  $200\mu\text{m}$  de largeur sur la face arrière de l'échantillon. Un contrôleur de polarisation est utilisé pour régler le faisceau incident en polarisation TM.

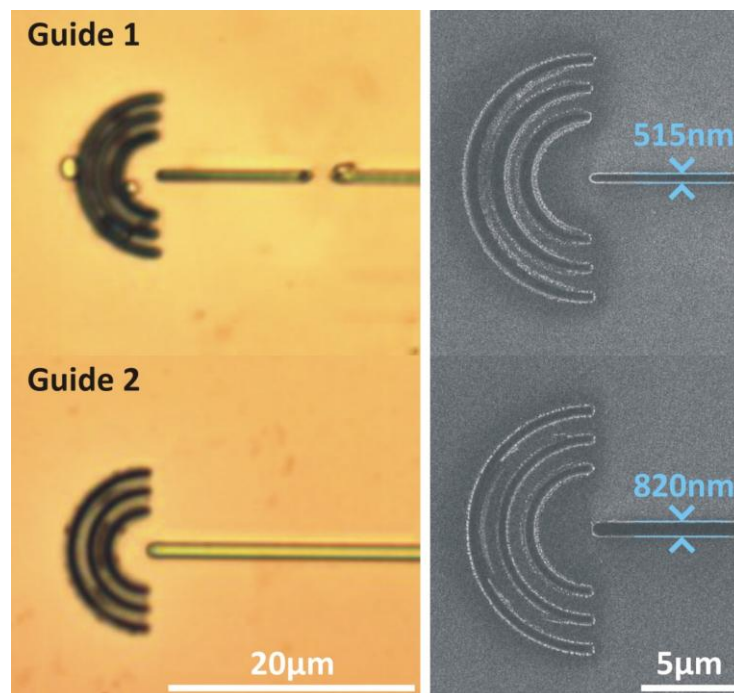


Figure 140 : Images optiques et images MEB de deux séries de fentes concentriques centrées sur des guides d'onde DLSPP

Plusieurs balayages ont été effectués avec le SNOM le long de ces deux guides d'onde. L'angle et l'inclinaison du faisceau incident ont été optimisés pour maximiser la lumière arrivant à l'entrée du guide d'onde DLSPP. La topographie de surface et la cartographie de l'amplitude de champ mesurées sur les guides de largeur 515 et 820nm sont respectivement présentées sur les figures 141 et 142. Un

\* Où  $\lambda$  est la longueur d'onde utilisée sur le montage SNOM de  $1,55\mu\text{m}$ .

troisième guide (numéroté 3 dans la suite) sans fente concentrique est présent sur la figure 142. La figure 141 correspond à un balayage au dessus du guide 1 de dimensions  $Z=15\mu\text{m}$  et  $Y=50\mu\text{m}$  avec des pas d'échantillonnage  $dz=500\text{nm}$  et  $dy=100\text{nm}$ . La figure 142 correspond à un balayage de dimensions  $Z=40\mu\text{m}$  et  $Y=50\mu\text{m}$  avec des pas d'échantillonnage  $dz=250\text{nm}$  et  $dy=100\text{nm}$  au dessus des guides 2 et 3.

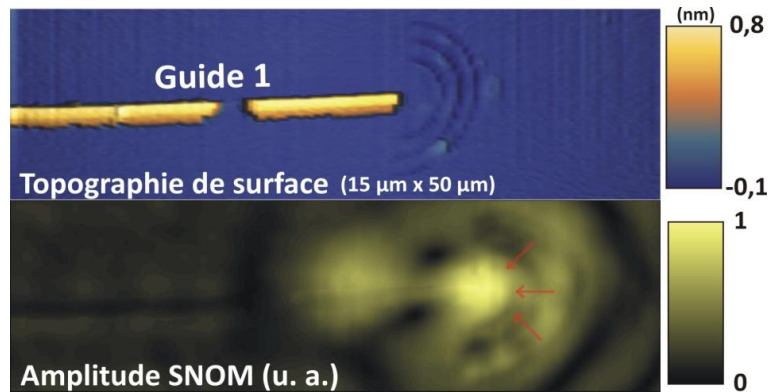


Figure 141 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM du guide 1

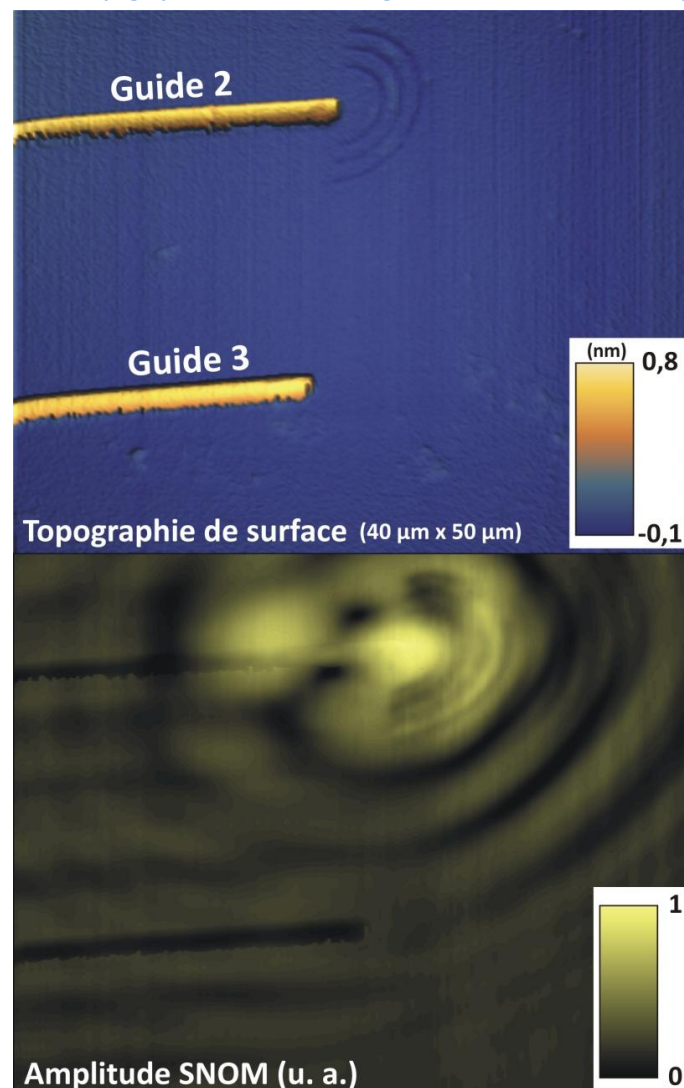


Figure 142 : Cartographie de la topographie de surface et image 2D de la distribution en amplitude SNOM des guides 2 et 3

Un pic de lumière apparaît précisément à l'entrée des deux guides d'ondes 1 et 2 laissant supposer que les fentes agissent bien comme des lentilles focalisant le champ évanescent, couplé au niveau des fentes, à l'entrée de la structure de DLSPP. Contrairement aux guides 1 et 2, le guide 3 (sans fente concentrique) ne présente pas de pic (voir figure 142). Le pic de lumière n'est donc pas un artefact qui serait créé par l'extrémité du guide DLSPP. Le SPP ne semble néanmoins pas entrer à l'intérieur des guides d'onde DLSPP. Cela peut s'expliquer par une entrée du guide d'onde DLSPP qui n'est pas parfaitement droite ce qui est généralement le cas avec la résine utilisée en lithographie qui est légèrement arrondie. D'autre part, les échantillons qui ont été choisis pour effectuer ces tests préliminaires ont des épaisseurs d'or relativement faibles de 50nm qui conduisent à un fond important dans toute la zone éclairée par le spot d'injection du faisceau collimaté. Le champ prélevé au dessus du DLSPP étant très faible, celui-ci peut être difficile à distinguer du fond.

Pour poursuivre cette étude, de nouveaux motifs complémentaires pourront être fabriqués sur des échantillons avec une épaisseur d'or beaucoup plus élevée (>200nm) puis en découpant précisément à l'aide du FIB l'extrémité du guide d'onde DLSPP de manière à former une face d'entrée parfaitement droite.

## Références

1. J. N. Anker et al., *Biosensing with plasmonic nanosensors*, Nat. Mat. **7**, pp. 442-453 (2008).
2. D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi, *Plasmonics beyond the diffraction limit*, Nat. Photon. **4**, pp. 83-91 (2010).
3. J. A. Schuller et al., *Plasmonics for extreme light concentration and manipulation*, Nat. Mat. **9**, pp. 193-204 (2010).
4. R. W. Wood, *On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum*, Phil. Mag. **4**, pp. 396-402 (1902).
5. R. W. Wood, *Diffraction gratings with controlled groove form and abnormal distribution of intensity*, Phil. Mag. **23**, pp. 310-317 (1912).
6. Lord Rayleigh, *Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood*, Phil. Mag. **14**, 79, pp. 60-65 (1907).
7. R. H. Ritchie, *Plasma losses by fast electrons in thin films*, Phys. Rev. **106**, 874 (1957).
8. R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, and R. N. Hamm, *Surface-plasmon resonance effect in grating diffraction*, Phys. Rev. Lett. **21**, 22, pp. 1530-1533 (1968).
9. A. Otto, *Excitation of non radiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection*, Zeitschrift für physik **216**, pp. 398-410 (1968).
10. E. Kretschmann and H. Raether, *Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light*, Z. Naturforsch A **23** (1968).
11. M. Fleischmann, P. J. Hendra, and A. J. McQuillan, *Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode*, Chem. Phys. Lett. **26**, pp. 163-166 (1974).
12. S. Nie and S. R. Emory, *Probing single molecules and single nanoparticles by surface-enhanced Raman scattering*, Science **275**, pp. 1102-1106 (1997).
13. J. Homola, *Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species*, Chem. Rev. **108**, 2, pp. 462-493 (2008).
14. J. De Torres et al., *Nano-antennes plasmoniques pour la biophotonique*, Photoniques **65**, pp. 37-41 (2013).
15. A. Bouhelier and G. P. Wiederrecht, *Surface plasmon rainbow jets*, Opt. Lett. **30**, 8, pp. 884-886 (2005).
16. J. Grandidier et al., *Gain-Assisted Propagation in a Plasmonic Waveguide at Telecom Wavelength*, Nano Lett., **9**, 8, pp. 2935-2939 (2009).
17. W. Cao, T. Huang, X.-H. Nancy Xu, and H. E. Elsayed-Ali, *Localized surface plasmon resonance of single silver nanoparticles studied by dark-field optical microscopy and spectroscopy*, J. Appl. Phys. **109**, 034310 (2011).
18. R. Charbonneau, P. Berini, E. Berolo, and E. Lisicka-Shrzek, *Experimental observation of plasmon polariton waves supported by a thin metal film of finite width*, Opt. Lett. **25**, 11, pp. 844-846 (2000).
19. J. Gosciniaik et al., *Fiber-coupled dielectric-loaded plasmonic waveguides*, Opt. Exp. **18**, 5, pp. 5314-5319 (2010).
20. H. A. Atwater, *The promise of plasmonics*, Scientific American **296**, 4, pp. 56-63 (2007).
21. H. A. Atwater and A. Polman, *Plasmonics for improved photovoltaic devices*, Nat. Mat. **9**, pp. 205-213 (2010).
22. S. Wunderlich and U. Peschel, *Plasmonic enhancement of second harmonic generation on metal coated nanoparticles*, Optics Express **21**, 16, pp. 18611-18623 (2013).
23. T. W. Ebbesen et al., *Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays*, Nature **391**, pp. 667-669 (1998).
24. J. B. Pendry, *Negative refraction makes a perfect lens*, Phys. Rev. Lett. **85**, pp. 3966-3969 (2000).
25. P. A. Huidobro, M. L. Nesterov, L. Martin-Moreno, and F. J. Garcia-Vidal, *Transformation Optics for Plasmonics*, Nano Lett. **10**, 6, pp. 1985-1990 (2010).
26. L. R. Hirsch et al., *Nanoshell-mediated near-infrared thermal therapy of tumors under magnetic resonance guidance*, PNAS **1001**, 23, pp. 13549-13554 (2003).
27. E. Y. Lukianova-Hleb, M. B. G. Mutonga, and D. O. Lapotko, *Cell-Specific Multifunctional Processing of Heterogeneous Cell Systems in a Single Laser Pulse Treatment*, ACS Nano **6**, 12, pp. 10973-10981 (2012).
28. R. Zia, J. A. Schuller, A. Chandran, and M. Brongersma, *Plasmonics: The next chip-scale technology*, Mat. Today **9**, pp. 7-8 (2006).
29. J. Takahara et al., *Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter*, Opt. Lett. **22**, 7, pp. 475-477 (1997).



30. E. Ozbay, *Plasmonics: Merging photonics and electronics at nanoscale dimensions*, Science **311**, pp. 189-193 (2006).
31. T. W. Ebbesen, C. Genet, and S. I. Bozhevolnyi, *Surface-plasmon circuitry*, Phys. Today, pp. 44-50 (May 2008).
32. T. Holmgaard et al., *Design and characterization of dielectric-loaded plasmonic directional couplers*, J. Lightwave Technol. **27**, 24 (2009).
33. A. V. Krasavin and A. V. Zayats, *Three-dimensional numerical modeling of photonic integration with dielectric-loaded SPP waveguides*, Phys. Rev. B **78**, 045425 (2008).
34. A. Boltasseva, S. I. Bozhevolnyi, T. Nikolajsen, and K. Leosson, *Compact Bragg Gratings for Long-Range Surface Plasmon Polaritons*, J. Lightwave Technol. **24**, 2, pp. 5521-5528 (2006).
35. M. Sandtke and L. Kuipers, *Slow guided surface plasmons at telecom frequencies*, Nature **1**, pp. 573-576 (2007).
36. T. Holmgaard et al., *Wavelength selection by dielectric-loaded plasmonic components*, Appl. Phys. Lett. **94**, 051111 (2009).
37. S. I. Bozhevolnyi et al., *Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators*, Nature **440**, pp. 508-511 (2006).
38. V. S. Volkov et al., *Wavelength selective nanophotonic components utilizing channel plasmon polaritons*, Nano Lett. **7**, 4, pp. 880-884 (2007).
39. M. I. Stockman, *Spasers explained*, Nat. Photon. **2**, pp. 327-329 (2008).
40. M. T. Hill et al., *Lasing in metallic-coated nanocavities*, Nat. Photon **1**, pp. 589-597 (2007).
41. R. F. Oulton et al., *Plasmon lasers at deep subwavelength scale*, Nature **461**, pp. 629-632 (2010).
42. M. Ambati et al., *Observation of stimulated emission of surface plasmon polariton*, Nano Lett. **8**, 11, pp. 3998-4001 (2008).
43. M. T. Hill et al., *Lasing in metal-insulator-metal sub-wavelength plasmonic waveguides*, Opt. Exp. **17**, 13, pp. 11107-11112 (2009).
44. R. M. Dickson and L. A. Lyon, *Unidirectional plasmon propagation in metallic nanowires*, J. Phys. Chem. B **104**, pp. 6095-6098 (2000).
45. M. Quinten, A. Leitner, J. R. Krenn, and F. R. Aussenegg, *Electromagnetic energy transport via linear chains of silver nanoparticles*, Opt. Lett. **23**, 17, pp. 1331-1333 (1998).
46. S. A. Maier et al., *Plasmonics a route to nanoscale optical devices*, Adv. Mater. **13**, 19, pp. 1501-1505 (2001).
47. P. Berini, *Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width bound modes of asymmetric structures*, Phys. Rev. B **63**, 125417 (2001).
48. R. Zia, M. D. Selker, and M. L. Brongersma, *Leaky and bound modes of surface plasmon waveguides*, Phys. Rev. B **71**, 165431 (2005).
49. J.-C. Weeber et al., *Near-field observation of surface plasmon polariton propagation on thin metal stripes*, Phys. Rev. B **64**, 045411 (2000).
50. R. Charbonneau, N. Lahoud, G. Mattiussi, and P. Berini, *Demonstration of integrated optics elements based on long-ranging surface plasmon polaritons*, Opt. Exp. **13**, 3, pp. 977-984 (2005).
51. P. Berini, *Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width Bound modes of symmetric structures*, Phys. Rev. B, **61**, 15 (2000).
52. D. F. P. Pile et al., *Two-dimensionally localized modes of a nano-scale gap plasmon waveguide*, Appl. Phys. Lett. **87**, 26, 261114 (2005).
53. G. Veronis and S. Fan, *Guided subwavelength plasmonic mode supported by a slot in a thin metal film*, Opt. Lett. **30**, 24, pp. 3359-3361 (2005).
54. L. Liu, Z. Han, and S. He, *Novel surface plasmon waveguide for high integration*, Opt. Exp. **13**, 17, pp. 6645-6650 (2005).
55. D. K. Gramotnev and D. F. P. Pile, *Single-mode sub-wavelength waveguide with channel plasmon polariton in triangular grooves on a metal surface*, Appl. Phys. Lett. **85**, 6323 (2004).
56. S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, and T. W. Ebbesen, *Channel plasmon polariton guiding by subwavelength metal grooves*, Phys. Rev. Lett. **95**, 046802 (2005).
57. D. F. P. Pile et al., *Theoretical and experimental investigation of strongly localized plasmons on triangular metal wedges for sub-wavelength waveguiding*, Appl. Phys. Lett. **87**, 061106 (2005).
58. R. F. Oulton et al., *A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation*, Nat. Photon. **2**, pp. 496-500 (2008).

59. B. Steinberger et al., *Dielectric stripes on gold as surface plasmon waveguides*, Appl. Phys. Lett. **88**, 094104 (2006).
60. T. Holmgaard and S. I. Bozhevolnyi, *Theoretical analysis of Dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides*, Phys. Rev. B **75**, 245405 (2007).
61. T. Holmgaard, S. I. Bozhevolnyi, L. Markey, and A. Dereux, *Dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides at telecommunication wavelengths: Excitation and characterization*, Appl. Phys. Lett. **92**, 011124 (2008).
62. J. Gosciniaik and S. I. Bozhevolnyi, *Performance of thermo-optic components based on dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides*, Scientific Reports **3**, 1803 (2013).
63. A. V. Krasavin and A. V. Zayats, *Electro-optic switching element for dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides*, Appl. Phys. Lett. **97**, 041107 (2010).
64. M. Kauranen and A. V. Zayats, *Nonlinear Plasmonics*, Nat. Photon. **6**, pp. 737-748 (2012).
65. T. Holmgaard, J. Gosciniaik, and S. I. Bozhevolnyi, *Long-range dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides*, Opt. Exp. **18**, 22, pp. 23009-23015 (2010).
66. J. Chen, Z. Li, S. Yue, and Q. Gong, *Hybrid long-range surface plasmon-polariton modes with tight field confinement guided by asymmetrical waveguides*, Opt. Exp. **17**, 26, pp. 23603-23609 (2009).
67. S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, (Springer, 2007).
68. J. R. Sambles, G. W. Bradbery, and F. Z. Yang, *Optical-excitation of surface plasmons: an introduction*, Contemp. Phys. **32**, 3, pp. 173-183 (1991).
69. A. D. Rakic, A. B. Djurisic, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, *Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices*, Appl. Opt. **37**, 22, pp. 5271-5283 (1998).
70. V. G. Padalka and I. N. Shklyarevskii, Opt. Spectrosc. **11**, 285 (1961).
71. G. P. Motulevich and A. A. Shubin, *Influence of Fermi Surface Shape in Gold on the Optical Constants and Hall Effect*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **47**, 840 (1964).
72. B. Dold and R. Mecke, *Optische Eigenschaften von Edelmetallen, Übergangsmetallen und deren Legierungen im Infrarot*, Optik **22**, pp. 435-446 (1965).
73. M. L. Theye, *Investigation of the optical properties of Au by means of thin semitransparent films*, Phys. Rev. B **2**, 3060 (1970).
74. P. B. Johnson and R. W. Christy, *Optical Constants of the Noble Metals*, Phys. Rev. B **6**, 4370-4379 (1972).
75. J. H. Weaver, C. Krafka, D. W. Lynch, and E. E. Koch, *Optical properties of metals*, Applied Optics **20**, 7, pp. 1124-1125 (1981).
76. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids* (Academic, New York, 1985), 1st ed.
77. J. J. Burke, G. I. Stegeman, and T. Tamir, *Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films*, Phys. Rev. B **33**, 8, pp. 5186-5201 (1986).
78. E. N. Economou, *Surface Plasmons in thin films*, Phys. Rev. **182**, 2, pp. 539-554 (1969).
79. B. Prade, J. Y. Vinet, and A. Mysyrowics, *Guided optical waves in heterostructures with negative dielectric constant*, Phys. Rev. B **44**, 244 (1991).
80. D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides*, New York, Academic Press (1974).
81. K. S. Chiang, *Review of numerical and approximate methods for the modal analysis of general optical dielectric waveguides*, Opt. Quantum Electron. **26**, pp. S113-S134 (1994).
82. C. Vassallo, *1993-1995 optical mode solvers*, Optical and Quantum Electron. **29**, 2, pp. 95-114 (1997).
83. E. Rosencher et B. Vinter, *Optoélectronique*, Ed. Dunod (1998).
84. <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/12734-waveguide-mode-solver>
85. A. B. Fallahkhair, K. S. Li, and T. E. Murphy, *Vector Finite Difference Mode solver for Anisotropic Dielectric Waveguides*, J. Lightwave Technol. **26**, 11, pp. 1423-1431 (2008).
86. M. S. Stern, *Semivectorial polarized finite difference method for optical waveguides with arbitrary index profiles*, Proc. Inst. Elect. Eng. **135**, pp. 56-63 (1988).
87. K. Bierwirth, N. Schulz, and F. Arndt, *Finite-difference analysis of rectangular dielectric waveguide structures*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **34**, pp. 1104-1113 (1986).
88. P. Lüsse, *Analysis of vectorial mode fields in optical waveguides by a finite difference method*, J. Lightwave Technol. **12**, 3, pp. 487-494 (1994).
89. S. C. Eisenstat, M. C. Gursky, M. H. Schultz, and A. H. Sherman, *Yale sparse matrix package II – The non-symmetric codes*, Research Report 114, Dept. of Computer Science, Yale University (1977).
90. <http://www.caam.rice.edu/software/ARPACK/>
91. D. C. Sorencen, *Implicit Application of Polynomial Filters in a k-Step Arnoldi Method*, SIAM J., Matrix Analysis and Applications, **13**, 1, pp. 357-385 (1992).

92. <http://graal.ens-lyon.fr/MUMPS/>
93. V. Volkov et al., *Long-Range dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides operating at telecommunication wavelengths*, *Opt. Lett.* **36**, 21, pp. 4278-4280 (2011).
94. A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational electrodynamics: the Finite-Difference Time-Domain method 2d ed*, Artech House (2000).
95. K. Kunz and R. J. Luebbers, *FDTD Method for Electromagnetism*, CRC Press (1993).
96. <http://www.lumerical.com/tcad-products/fdtd/>
97. [www.emexplorer.net](http://www.emexplorer.net)
98. [www.optiwave.com](http://www.optiwave.com)
99. <http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep>
100. K. S. Yee, *Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations*, *IEEE Transaction on Antennas and Propagation* **14**, 3, pp. 302-307 (1965).
101. J. L. Young and R. O. Nelson, *A summary and systematic analysis of FDTD algorithms for linearly dispersive media*, *IEEE Antennas and Propagation Mag.* **43**, 1, pp. 61-126 (2001).
102. Robert Guenther, *Modern Optics*, John Wiley (1990).
103. E. H. Synge, *A suggested method for extending the microscopic resolution into the ultramicroscopic region*, *Philos. Mag.* **6**, 356 (1928).
104. E. A. Ash and G. Nicholls, *Super-resolution Aperture Scanning Microscope*, *Nature* **237**, 510 (1972).
105. D. W. Pohl, W. Denk, and M. Lanz, *Optical stethoscopy: Image recording with resolution  $\lambda/20$* , *Appl. Phys. Lett.* **44**, 651 (1984).
106. U. Dürig, D. W. Pohl, and F. Rohner, *Near-field optical-scanning microscopy*, *J. Appl. Phys.* **59**, 3318 (1986).
107. *TopoMetrix signs scanning-microscope agreement with AT&T*, *Laser Focus World* **30**, 3 (1994).
108. H. Gilles, S. Girard, M. Laroche, and A. Belarouci, *Near field amplitude and phase measurements using heterodyne optical feedback on solid-state lasers*, *Optics Letters* **33**, 1, pp. 1-3 (2008).
109. H. Heinzelmann and D. W. Pohl, *Scanning near-field microscopy*, *Appl. Phys. A* **59**, pp. 89-101 (1994).
110. G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, and E. Weibel, *Surface studies by scanning tunneling microscopy*, *Phys. Rev. Lett.* **49**, pp. 57-61 (1982).
111. G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, and E. Weibel, *Tunneling through a controllable vacuum gap*, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 2 (1982).
112. R. C. Reddick, *New form of scanning optical microscopy*, *Phys. Rev. B.* **39**, 1 (1989).
113. A. J. Meixner, M. A. Bopp, and G. Tarrach, *Direct measurement of standing evanescent waves with PSTM*, *Appl. Opt.* **33**, 34 (1994).
114. G. A. Valaskovic, M. Holton, and G. H. Morrison, *Parameter control, characterization, and optimization in the fabrication of optical fiber near-field probes*, *Appl. Opt.* **34**, 7, pp. 1215-1228 (1995).
115. D. W. Pohl, U. C. Fischer, and U. T. Dürig, *Scanning near-field optical microscopy (SNOM)*, *Journal of Microscopy* **3**, 152, pp. 853-861 (1988).
116. F. Zenhausern, Y. Martin, and H. K. Wickramasinghe, *Scanning Interferometric Apertureless Microscopy - Optical Imaging at 10 Angstrom Resolution*, *Science* **269**, 5227, pp. 1083-1085 (1995).
117. S. Shinohara, A. Mochizuki, H. Yoshida, and M. Sumi, *Laser Doppler velocimeter using the self-mixing effect of a semiconductor laser diode*, *Appl. Opt.* **25**, 9 (1986).
118. E. Lacot, R. Day, and F. Stoeckel, *Laser optical feedback tomography*, *Opt. Lett.* **24**, 744, pp. 744-746 (1999).
119. P. Bharadwaj, A. Bouhelier, and L. Novotny, *Electrical excitation of surface plasmons*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 226802 (2011).
120. E. Kretschmann and H. Raether, *Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light*, *Naturforsch* (1968).
121. A. Otto, *Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection*, *Z. Phys.* **216**, 398 (1968).
122. R. W. Wood, *On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum*, *Phil. Mag.* **4**, 396 (1902).
123. R. H. Ritchie and E. T. Arakawa, J. J. Cowan, and R. N. Hamm, *Surface-Plasmon resonance effect in grating diffraction*, *Phys. Rev. Lett.* **21**, pp. 1530-1533 (1968).
124. J. Moreland, A. Adams, and P. K. Hansma, *Efficiency of light emission from surface plasmon*, *Phys. Rev. B* **25**, pp. 2297-2300 (1982).

125. R. M. Dickson, and L. A. Lyon, *Unidirectional plasmon propagation in metallic nanowires*, J. Phys. Chem. B **104**, pp. 6095-6098 (2000).
126. B. Hecht et al., *Local excitation, scattering and interference of surface plasmons*, Phys. Rev. Lett. **77**, 9 (1996).
127. G. I. Stegeman, R. F. Wallis, and A. A. Maradudin, *Excitation of surface polaritons by end-fire coupling*, Opt. Lett. **8**, 7, pp. 386-388 (1998).
128. G. Veronis, and S. Fan, *Theoretical investigation of compact couplers between dielectric slab waveguides and two-dimensional metal-dielectric-metal plasmonic waveguides*, Opt. Exp. **15**, 3, pp. 1211-1221 (2007).
129. B. Lamprecht et al., *Surface plasmon propagation in microscale metal stripes*, Appl. Phys. Lett. **79**, 1 (2001).
130. P. Guiset, *Contrôle optique des cathodes froides à base de nanotubes de carbone pour les sources THz*, thèse de doctorat de l'école polytechnique, spécialité Physique, soutenue le 17 mars 2010.
131. X. Li et al., *Integrated plasmonic semi-circular launcher for dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguide*, Opt. Exp. **19**, 7, pp. 6541-6548 (2011).
132. Z. Liu et al., *Focusing Surface Plasmons with a plasmonic lens*, Nano Lett. **5**, 9, pp. 1726-1729 (2005).
133. G. M. Lerman, A. Yanai, and U. Levy, *Demonstration of nanofocusing by the use of plasmonic lens illuminated with radially polarized light*, Nano Lett. **9**, 5, pp. 2139-2143 (2009).
134. P. Eaton and P. West, *Atomic Force Microscopy*, Oxford University Press (2010).
135. E. Bourillot et al., *Analysis of photon-scanning tunneling microscope images of inhomogeneous samples: determination of the local refractive index of channel waveguides*, J. Opt. Soc. Am. A **12**, 1, pp. 95-106 (1995).
136. E. Betzig, P. L. Finn, and J. S. Weiner, *Combined shear force and near-field scanning optical microscopy*, Appl. Phys. Lett. **60**, 20 (1992).
137. R. Toledo-Crow, P. C. Yang, Y. Chen, and M. Vaez-Iravani, *Near-field differential scanning optical microscope with atomic force regulation*, Appl. Phys. Lett. **60**, 24 (1992).
138. K. Karrai, R. D. Grober, *Piezoelectric tip-sample distance control for near field optical microscopes*, Appl. Phys. Lett. **66**, 14, pp. 1842-1844 (1994).
139. <http://www.datasheetarchive.com/dl/Scans-031/ScansU9X35213.pdf>
140. A. Siria et al., *Electron fluctuation induced resonance broadening in nano electromechanical systems: The origin of shear-force in vacuum*, Nano Lett. **12**, 7, pp. 3551-3556 (2012).
141. [http://ericsson.fiberoptic.com/feed/f\\_fsu-995-FA.htm](http://ericsson.fiberoptic.com/feed/f_fsu-995-FA.htm)
142. M. Lalande, *Etude d'un microscope optique en champ proche*, Rapport de stage de L3 (2012).
143. <http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/fr/nid/209054>
144. A. Ya. Karasik, B. S. Rinkevichius, and V. A. Zubov, *Laser Interferometry Principles*, CRC Press (1995).
145. M. J. Rudd, *A laser Doppler velocimeter employing the laser as a mixer-oscillator*, J. Phys E: Sci. Instrum. **1**, 7, pp. 723-726 (1968).
146. S. Shinohara, A. Mochizuki, H. Yoshida, and M. Sumi, *Laser Doppler velocimeter using the self-mixing effect of a semiconductor laser diode*, Appl. Opt. **25**, 9, pp. 1417-1419 (1986).
147. E. Lacot, R. Day, and F. Stoeckel, *Laser optical feedback tomography*, Opt. Lett. **24**, 11, pp. 744-476 (1999).
148. E. Lacot, R. Day, and F. Stoeckel, *Coherent laser detection by frequency-shifted optical feedback*, Phys. Rev. A **64**, 043815 (2001).
149. N. F. van Hulst, F. B. Segerink and, B. Bölger, *High resolution imaging of dielectric surfaces with an evanescent field optical microscope*, Opt. Comm. **87**, pp. 212-218 (1992).
150. D. Dangoisse, D. Hennequin, and V. Zehnlé, *Les lasers*, Dunod (2004).
151. K. Otsuka, *Effects of external perturbations on LiNdP<sub>4</sub>O<sub>12</sub> lasers*, IEEE J. Quantum Electron. QE-15 (1979).
152. L. Kervevan, *Etude théorique et expérimentale de la rétro-injection optique sur les lasers à solide*, Thèse de doctorat, soutenue le 19 décembre 2006 (2006).
153. <http://www.nktphotonics.com/Koheras>
154. O. Hugon, E. Lacot and F. Stoeckel, *Submicrometric displacement and vibration measurement using optical feedback in a fibre laser*, Fiber and integrated optics **22**, 5, pp. 283-288 (2003).
155. M. Laroche et al., *Doppler velocimetry using self-mixing effect in a short Er-Yb-doped phosphate glass fiber laser*, Appl. Phys. B **80**, pp. 603-607 (2005).
156. [http://www.equipland.com/objects/catalog/product/extras/13749\\_koheras\\_basik\\_1.pdf](http://www.equipland.com/objects/catalog/product/extras/13749_koheras_basik_1.pdf)
157. A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books (1986).
158. K. K. Wong and R. M. De La Rue, *Electro-optic-waveguide frequency translator in LiNbO<sub>3</sub> fabricated by proton exchange*, Opt. Lett **7**, 11, pp. 546-548 (1982).

159. M. Laroche et al., *Serrodyne optical frequency shifting for heterodyne self-mixing in a distributed-feedback fibre laser*, *Opt. Lett.* **33**, 23, pp. 2746-2748 (2008).
160. <http://www.norlandprod.com/literature/68tds.pdf>
161. <http://eloise-sarl.pagesperso-orange.fr/tescan/mira.html>
162. E. Chen, *Introduction to nanofabrication*, Harvard MRSEC (2004).
163. L. Stern et al., *Near field phase mapping exploiting intrinsic oscillations of aperture NSOM probe*, *Opt. Exp.* **19**, 13, pp. 12014-12020 (2010).
164. Q. Li, M. T. Do, I. Ledoux-Rak, and Ngoc Diep Lai, *A novel concept for three-dimensional optical addressing by ultralow one-photon absorption method* (to be published).
165. M. T. Do et al., *Submicrometer 3D structures fabrication enabled by one-photon absorption direct laser writing*, *Opt. Exp.* **21**, 18, pp. 20964-20973 (2013).
166. N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Saunders (1976).



## **Mots-clefs :**

Résonance plasmonique de surface, Microscopie en champ proche, Simulation par ordinateur, Nanophotonique, Lithographie par faisceau d'électrons.

## **Résumé :**

Cette thèse est consacrée à l'étude théorique et expérimentale de guides d'onde plasmoniques fonctionnant à la longueur d'onde de  $1,55\mu\text{m}$ . Ces guides d'onde plasmoniques sont envisagés comme interconnexions optiques avec un confinement latéral sub-longueur d'onde.

Différents codes de simulations ont été développés à la fois comme outils de prédiction pour la conception des composants mais également pour comparer systématiquement les résultats du calcul avec les mesures expérimentales. Un premier modèle 2D basé sur une approche multicouche a été utilisé pour identifier les modes plasmoniques sur des structures planaires. Un solveur de mode a ensuite permis de déterminer les modes propres dans des guides d'onde plasmoniques de formes diverses. Finalement, ces deux codes ont été utilisés pour implémenter une source optique dans un code FDTD (Finite-Difference Time-Domain) utilisé pour simuler numériquement, par éléments finis, des structures plasmoniques en 2D ou 3D.

Deux catégories de guides d'onde plasmoniques ont été fabriquées par lithographie par faisceaux d'électrons. Un montage de microscopie en champ proche SNOM fonctionnant par rétro-injection laser a été utilisé pour caractériser expérimentalement les propriétés optiques de ces structures. La première catégorie est constituée de bandes métalliques en or caractérisées par une longueur de propagation élevée mais un confinement latéral limité. La seconde catégorie est constituée par des rubans en polymère déposés sur une couche d'or. Ces guides, dits DLSP, présentent un confinement optique sub-longueur d'onde qui permet de combler l'écart d'échelle entre des composants optiques et des circuits intégrés électroniques.

## **Keywords:**

Surface Plasmon Resonance, Near-field microscopy, Computer simulation, Nanophotonics, Electron beam lithography.

## **Abstract:**

This thesis is focused on the theoretical and experimental study of plasmonic waveguides operating at a wavelength of  $1.55\mu\text{m}$ . Such plasmonic waveguides are investigated for optical interconnections with sub-wavelength lateral confinement.

Several computational codes have been developed as predictive tools for the design of structures but also for systematic comparisons with experimental measurements. First, a 2D model based on multilayer approach was used to identify and characterize plasmonic modes on planar waveguides. A mode solver was also developed to determine the eigenmodes in plasmonic waveguides with various transverse shapes. Finally, these two codes have been re-used to implement the optical source in a numerical model based on Finite-Difference Time-Domain (FDTD) approach. This final model was used to simulate numerically plasmonic structures both in 2D or 3D.

Two categories of plasmonic waveguides have been processed by electron beam lithography. A scanning near-field optical microscope (SNOM) based on laser feedback interferometry has been used to observe experimentally the optical properties in these structures. The first waveguiding structures were based on metallic stripes, with propagation length up to few hundred of  $\mu\text{m}$  but at low lateral confinement. The second series of waveguiding structures was based on DLSP consisting of a sub-wavelength polymer ridge deposited on a gold layer. Such DLSP optical waveguides allow sub-wavelength lateral light confinement and are investigated as efficient interconnection between highly integrated electronic devices and optical links.