



HAL
open science

Couplage entre un guide d'onde diélectrique et un guide à plasmon de surface localisé : conception, fabrication et caractérisation

Mickaël Fevrier

► **To cite this version:**

Mickaël Fevrier. Couplage entre un guide d'onde diélectrique et un guide à plasmon de surface localisé : conception, fabrication et caractérisation. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112040 . tel-00687521

HAL Id: tel-00687521

<https://theses.hal.science/tel-00687521>

Submitted on 13 Apr 2012

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.

THÈSE

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD 11

Ecole Doctorale: Sciences et Technologie de l'Information des Télécommunication et des
Systèmes

SPECIALITE : PHYSIQUE

Présenté par

Mickaël Fevrier

Sujet:

Couplage entre un guide d'onde diélectrique et un guide à plasmon de surface localisé : conception, fabrication et caractérisation

Soutenue le 09 Mars 2012
Devant la Commission d'Examen

JURY

M. A. DEREUX	Professeur, Univ. Bourgogne	Rapporteur
M. O. GAUTHIER-LAFAYE	Chargé de rech. HDR CNRS, LAAS	Rapporteur
M. H. BENISTY	Professeur, IOGS	Président
M. G. LERONDEL	Professeur, UTT	Examineur
Mme. B. DAGENS	Directrice de rech. CNRS, IEF	Directrice de thèse
M. J. M. LOURTIOZ	Directeur de rech. CNRS, IEF	Co-directeur de thèse
M. P. GOGOL	Maître de conférences, Univ. Paris-sud 11	Invité

Remerciements

Il est temps pour moi de mettre un point final à ces trois formidables années de thèses. Je m'excuse pour ceux que je vais, fatalement, oublier de remercier.

Ces travaux ont été réalisés à l'Institut d'Electronique Fondamentale (IEF). Je remercie les directeurs successifs de m'y avoir accueilli. Cette thèse a commencé dans l'équipe CIMPHONIE de l'ancien département Magnétisme Micro et nano Structures (MMS) pour se finir dans le tout nouveau département Photonique. Je remercie tout particulièrement Pierre Beauvillain, ancien responsable du feu département MMS, pour son accueil au début de ma thèse et pour m'avoir toujours encouragé quand il revenait nous voir après ses croisières.

Je remercie très chaleureusement Henri Benisty de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury. Je remercie Alain Dereux et Olivier Gauthier-Lafaye d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit et Gilles Lerondel d'avoir fait parti de mon jury comme examinateur.

Une thèse n'est pas un travail individuel, mais un travail d'équipe. J'ai eu énormément de chance de travailler au sein d'une équipe exceptionnelle tant sur le point scientifique qu'humain. Ce qui m'a mis dans des conditions optimales pour la réussite de ce projet. Je remercie très sincèrement ma directrice de thèse, Béatrice Dagens, qui m'a proposé un sujet passionnant et qui a dirigé parfaitement ma thèse en me laissant les libertés dont j'avais besoin tout en me faisant confiance quand à l'avancement de mes travaux. Elle m'a toujours consacré du temps pour répondre à mes questions et me fournir le matériel dont j'avais besoin. Je pense avoir eu l'une des meilleures directrice de thèse.

Je remercie mon co-directeur de thèse, Jean-Michel Lourtioz qui, malgré un emploi du temps de ministre, a été présent pour m'aider dans la rédaction des articles et de ce manuscrit. Ses questions pertinentes m'ont permis une meilleure compréhension des phénomènes physiques présent dans ce manuscrit.

Remerciements

Comment ne pas remercier Philippe Gogol qui a grandement participé aux résultats que j'ai obtenu. Je garderai l'image d'un chercheur complet capable de faire ses calculs, de les coder, d'interfacer un banc et de faire lui même ses manip. J'ai énormément apprécié nos discussions sur les plasmons de surface et son souci du détail m'a permis de me forger une réflexion poussée et d'aller dans mes derniers retranchement pour expliquer nos résultats de la meilleure des manières. Philippe tu as mon "respect éternel" et bien sûr la "la classe à Dallas". Et comme tout bon karatéka dirait à son "sempai" oss !

Je voudrai dire un grand merci à Abdelhanin Aassime pour la qualité des ses échantillons à chaque fois que je lui demandais il a trouvé du temps à me consacrer pour refaire des échantillons. Je le remercie aussi pour ces conseils amicaux qu'il m'a donné pendant nos longues heures passées devant le MEB et sa patience lorsque je cassais les échantillons durement fabriqués après une mauvaise manip de clivage. En parlant de clivage, il m'est impossible de ne pas dire merci à David Bouville notre "grande perche des îles" qui malgré des sollicitations multiples et variées m'a toujours fait les découpes avec sa scie magique très rapidement. Et bien sûr je lui dis un énorme merci pour son investissement dans mon pot de thèse qui sans lui n'aurait pas été si réussit. Merci David pour ta boisson délicieuse.

Merci du fond du coeur à Robert Mégy pour son aide dans le développement de notre banc et surtout pour tout le reste. Pour son soutien moral dans les moments plus difficiles, pour ses conseils avisés tant au niveau professionnel que dans la vie de tous les jours. Et pour te décrire je vais te voler une de tes expressions tu es "un mec super chouette".

Merci à Sylvain Blaize, Aniello Apuzzo et Rafael Salas-Montiel du LNIO de l'UTT avec qui dans le cadre du projet ANR PLACIDO je suis allé faire des images en champs proche pour leurs sympathies et leurs accueils.

Merci à Pascal Marie pour ses pièces mécanique, à Koro Sokona (chez Koro il y a tous ce qu'il faut), à Philippe Lecoeur avec ta PLD (la Philippe Lecoeur Deposition) et tes matériaux magiques et mes plasmons on va faire des super trucs, Mathias Vanwollegem (j'ai pas fait de faute ?) pour les pots Belges et bon courage dans ta nouvelle vie à Lille, à Raffaele et à Aloïse.

Merci à tous les doctorants de l'IEF pour l'ambiance dans le labo vous êtes trop nombreux pour que je vous cite tous. Je donne un merci spécial à ceux qui sont devenus plus que des collègues thésards mais des amis Yann, Daniele, David et Sylvain j'espère que l'on gardera contact. Et bon courage aux nouveaux thésards de "MMS" Matthias, Yida, David et Carole, profitez bien des années merveilleuses de thèse.

Pour finir je remercie ma mère, ma grand mère, mes soeurs et mon oncle qui me soutiennent et ont confiance en moi. Je dédie cette thèse à mon grand père qui n'est plus avec nous pour voir la fin de mes études mais sans qui rien n'aurait été possible. J'espère t'avoir fait honneur.

Table des matières

I	Rappels et état de l'art	5
1	Rappels sur les guides d'ondes diélectriques	5
2	Introduction au plasmon de surface	6
2.1	Plasmon de surface délocalisé	6
2.2	Plasmon de surface localisé	10
3	Guides plasmoniques état de l'art	10
3.1	Guide à film et à ruban métallique	11
3.2	Guide métal/diélectrique/métal	13
3.2.1	Guide à tranchée	13
3.2.2	Guide à fente	14
3.3	Ruban diélectrique structuré sur un film métallique	15
3.4	Chaîne de nanoparticules métalliques	17
4	Couplage entre un guide SOI et un guide plasmonique	21
4.1	Couplage guide SOI/guide à film et à ruban métalliques	21
4.2	Couplage guide SOI/guide à fente métallique	23
4.3	Couplage guide SOI/guide à ruban diélectrique structuré sur un film métallique	28
4.4	Couplage guide SOI/chaîne de nanoparticules métalliques	29
5	Conclusion du chapitre	30
II	Théorie et simulation	33
1	Description des modèles analytique et numérique	33

1.1	Modèle des dipôles ponctuels couplés	33
1.2	Modèles numériques	39
1.3	Comparaison entre le modèle de dipôles ponctuels couplés et la FDTD 3D	40
1.3.1	Distance inter-particules $d = 80$ nm	40
1.3.2	Distance inter-particules $d = 120$ nm	41
1.3.3	Distance inter-particules $d = 150$ nm	41
1.3.4	Discussion et validité du modèle CDA	43
1.4	Relation de dispersion d'une chaîne infinie de nanoparticules	45
2	Méthode de dimensionnement des nanoparticules (pour une chaîne résonnante à une longueur d'onde donnée)	48
2.1	Etude du couplage entre les particules dans l'air	49
2.1.1	Puissance en 3 points d'une chaîne finie pour différentes distances d	49
2.1.2	Puissance en 3 points de la chaîne finie pour différentes longueurs de chaîne	51
2.2	Influence du milieu environnant	54
2.2.1	chaîne de nanoparticules d'or dans du nitrure de silicium	54
2.2.2	chaîne de nanoparticules d'or dans un milieu d'indice égal à l'indice effectif d'un guide en nitrure de silicium	58
2.2.3	chaîne de nanoparticule d'or dans du silicium	59
2.2.4	chaîne de nanoparticules d'or dans un milieu d'indice égal à l'indice effectif d'un guide SOI	62
2.3	Discussion et conclusion de l'étude	69
3	Couplage d'une chaîne avec un guide d'onde diélectrique	69
3.1	Couplage entre un guide en Si_3N_4 et une chaîne de 50 nanoparticules	70
3.2	Couplage entre un guide en SOI et une chaîne de 50 nanoparticules	78
4	Interprétation par la théorie des modes couplés	81
4.1	Théorie des modes couplés	81
4.2	Théorie des modes couplés en couplage fort	85
4.3	Cas du guide SOI couplé avec une chaîne de nanoparticules métalliques	88
5	Comparaison entre le couplage à un guide d'onde en Si_3N_4 et celui à un guide SOI	89
6	Conclusion du chapitre	91

III Fabrication des échantillons et montage expérimental **95**

1	Fabrication des échantillons	95
---	----------------------------------------	----

1.1	Guides d'ondes	95
1.1.1	Guide Silicon On Insulator (SOI)	95
1.1.2	Guide en nitrure de silicium (Si_3N_4)	96
1.2	Chaîne de nanoparticules d'or	99
2	Banc de caractérisation optique	103
2.1	Contraintes expérimentales et choix du matériel	103
2.2	Performances du banc expérimental	107
2.2.1	Stabilité et détermination de l'indice de groupe d'un guide d'onde	107
2.2.2	Détermination des pertes d'un guide d'onde	111
2.3	Conclusion et perspectives du chapitre	113

IV Etude expérimentale et théorique du couplage entre un guide d'onde diélectrique et une chaîne de nanoparticules d'or **115**

1	Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules longues	117
1.1	chaînes de 20 nanoparticules	117
1.1.1	Spectre de transmission : comparaison théorie-expérience	117
1.1.2	Comparaison simulations et mesures en champ proche	119
1.1.3	Détermination de la constante de couplage	119
1.1.4	Mécanisme de couplage entre la chaîne de nanoparticules et le guide d'onde diélectrique	121
1.1.5	Mécanisme de couplage entre les nanoparticules	121
1.1.6	Excitation de la chaîne par les modes TE et TM du guide SOI .	124
1.1.7	Conclusion de l'étude	124
1.2	chaînes de 25 nanoparticules	126
1.3	chaînes de 50 nanoparticules	127
2	Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules courtes	129
2.1	chaînes de 10 nanoparticules	129
2.2	chaînes de 5 nanoparticules	132
2.3	Spectre de transmission : comparaison théorie expérience	132
2.4	Etude numérique du couplage entre la chaîne de 5 nanoparticules et le guide SOI	134
2.5	Comparaison simulations et mesures champ proche	136
2.6	Interprétation des résultats	136
3	Comparaison entre des chaînes de différentes longueurs avec des particules de même taille	140

3.1	Conclusion du chapitre	144
V	Réseau de Bragg à base de nanoparticules d'or	149
1	Détermination de la couche d'indice équivalent	150
2	Modélisation du réseau de Bragg	154
3	Discussion théorique	157
4	Validité du modèle	158
5	Validation expérimentale	163
6	Conclusion du chapitre	166
	Conclusion générale et perspectives	167
	Annexe	173
1	Description de la méthode de microscopie en champ proche	173
	Annexe2	175
2	Résolution du système d'équation du chapitre V	175
	Bibliographie	179
	Résumé	189

Introduction générale

Les plasmons de surface sont des ondes électromagnétiques associées à une oscillation collective des électrons de conduction à la surface d'un métal. Les plasmons de surface ont comme propriété de confiner la lumière à des échelles fortement sub-longueur d'onde. Ils ont aussi la propriété de dépendre de l'indice de réfraction du milieu environnant. La plasmonique, nom donné à l'étude de ces ondes, a connu un intérêt croissant ces dernières années du fait des nombreuses applications envisagées. Parmi celles-ci, la possibilité de guider la lumière avec un confinement fortement sub-longueur d'onde permet d'envisager la réalisation de composants optiques de dimensions extrêmement réduites. Cependant, l'amplitude d'un plasmon de surface décroît au cours de sa propagation à cause des pertes ohmiques dues à l'amortissement du mouvement des électrons de conduction à la surface du métal. Ces pertes limitent fortement la possibilité de créer un circuit tout plasmonique.

Les guides d'onde plasmoniques ne sont pas les seuls moyens de propager et manipuler la lumière. Les guides d'onde diélectriques à fort contraste d'indice offrent une très bonne distance de propagation (de l'ordre du centimètre) et un bon confinement (mais bien plus faible que les guides plasmoniques). De nombreuses fonctions optiques réalisées par ces guides ont été démontrées. Cependant les dimensions de ces guides restent très supérieures à celles des composants électroniques. La miniaturisation des composants optiques est donc un enjeu majeur qui permettrait à terme de réaliser des circuits "opto-électroniques" transmettant l'information à la vitesse de la lumière dans le matériau.

Contrairement aux guides diélectriques à fort contraste d'indice, les guides plasmoniques sont de dimensions équivalentes aux composants électroniques. Dès lors, intégrer des guides

Table des matières

plasmoniques localement sur des guides diélectriques à fort contraste d'indice est une solution élégante pour interfacer les composants optiques et électroniques. Cette intégration passe par la réalisation d'un couplage entre ces deux types de guides. Cependant les différences de géométrie et d'indice effectif rendent le couplage difficile. C'est dans ce contexte que s'inscrit cette thèse.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré aux rappels élémentaires nécessaires sur les guides d'ondes diélectriques et les plasmons de surfaces. La suite de ce chapitre est consacrée à la description de l'état de l'art des principaux guides plasmoniques ainsi qu'à une étude bibliographique détaillée du couplage entre guide plasmonique et guide diélectrique. Nous verrons les raisons qui nous ont poussés à utiliser des chaînes de nanoparticules comme guides plasmoniques intégrés sur un guide diélectrique.

Le deuxième chapitre décrit le modèle analytique basé sur l'approximation de dipôles ponctuels couplés ainsi que le modèle numérique de FDTD utilisé tout au long de cette thèse. Nous discuterons d'abord le domaine de validité du modèle analytique et présenterons les comportements de chaînes placées dans différents milieux homogènes. Ceci nous permettra de présenter la méthodologie en deux étapes, qui nous a permis de dimensionner la taille et la forme des nanoparticules permettant de réaliser le couplage avec un guide diélectrique. Les chaînes de nanoparticules ainsi pré-dimensionnées seront introduites dans le modèle numérique FDTD afin de mettre en évidence les différents régimes de couplage entre un guide diélectrique (Si_3N_4 ou SOI) et une chaîne de nanoparticules. Pour finir, nous comparerons les différentes longueurs de couplage obtenues par simulation FDTD pour une chaîne de nanoparticules couplée à un guide SOI (Silicon on Insulator) ou un guide en Si_3N_4 (nitrure de silicium).

Le chapitre III est constitué de deux parties. La première décrit les étapes de fabrication des différents guides utilisés dans cette thèse ainsi que les difficultés rencontrées. Dans la deuxième partie, nous décrirons le banc de mesure de transmission en optique guidée mis en place pendant cette thèse. Nous montrerons les possibilités et les limites de ce montage expérimental.

Le chapitre IV sera consacré à la comparaison expérience/simulation. Nous nous appuierons sur les mesures en transmission, les mesures en champ proche et les simulations FDTD afin d'analyser le mécanisme de couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules, et entre les nanoparticules de la chaîne. Dans la deuxième partie, nous déterminerons l'influence de la longueur de la chaîne sur le couplage pour des particules de même taille.

Le dernier chapitre consistera en l'étude de réseaux de Bragg à plasmon de surface localisé. Nous détaillerons le modèle analytique nous permettant de simuler le comportement de telles structures, puis nous comparerons les résultats du modèle avec les résultats expérimentaux.

Enfin, nous conclurons et nous proposerons les perspectives qui découlent de ces travaux.

Table des matières

Chapitre I

Rappels et état de l'art

Dans ce chapitre, nous allons d'abord rappeler les notions sur les guides d'ondes diélectriques et les plasmons de surface nécessaires à la compréhension de ce chapitre. Nous présenterons ensuite les principaux guides plasmoniques étudiés dans la littérature et décrirons leurs performances. Puis nous effectuerons une revue des structures permettant un couplage entre guides diélectriques et guides plasmoniques. Enfin, sur la base de cette étude bibliographique, nous expliquerons nos choix d'étude.

1 Rappels sur les guides d'ondes diélectriques

Considérons le cas du guide à trois couches de la figure I.1, où $n_2 > n_1 \geq n_3$, avec n_i les indices de réfraction des matériaux 1, 2 et 3. Lorsque la lumière se réfléchit aux interfaces des matériaux 1-2 et 2-3 en condition de réflexion totale interne, elle est alors guidée dans le matériau 2 et se propage en zigzaguant.

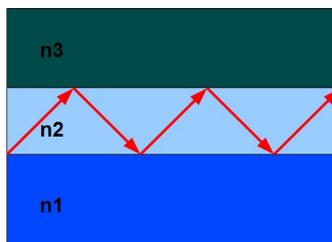


Figure I.1 – Schéma d'un guide d'onde diélectrique à trois couches avec n_1 , n_2 et n_3 les indices de réfraction des matériaux 1, 2 et 3. La propagation de la lumière est tracée en rouge lorsqu'il y a condition de réflexion totale interne.

Dans le formalisme de propagation des ondes, nous introduisons les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} ainsi que le vecteur de propagation \vec{k} . Il existe deux familles de modes de propagation : les modes TE et les modes TM. Lorsque le champ magnétique \vec{H} est parallèle

aux interfaces, le mode est TM (figure I.2 a)). Lorsque le champ électrique \vec{E} est parallèle aux interfaces, le mode est TE (figure I.2 b)).

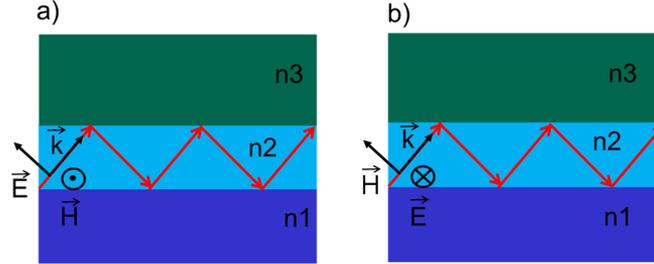


Figure I.2 – a) Schéma d'un guide d'onde diélectrique en mode TM. b) Schéma d'un guide d'onde diélectrique en mode TE.

Suivant la géométrie du guide d'onde, il est possible de propager plusieurs modes TE et/ou TM. Dans ce cas, on parle de guide multi-modes. Lorsque l'on excite un mode unique, qui peut être le fondamental TE ou TM, ce guide est mono-mode. Tous ces modes ont des vitesses de groupe et de phase différentes. Pour un guide possédant une géométrie et une forme données et pour une fréquence d'excitation donnée, nous pouvons introduire l'indice effectif du guide n_{eff} . L'indice effectif d'un guide d'onde est défini par la relation :

$$n_{eff} = \frac{k}{k_0} \quad (I.1)$$

avec k_0 la constante de propagation dans l'air et k la constante de propagation dans le guide. Le détail du calcul de l'indice effectif d'un guide à trois couches peut être trouvé à la référence [YARIV2005].

2 Introduction au plasmon de surface

Dans le paragraphe précédent nous avons vu les notions de base sur les guides d'ondes diélectriques. Avant de traiter des guides plasmoniques, nous allons nous intéresser au plasmon de surface.

2.1 Plasmon de surface délocalisé

Par définition, à l'interface d'un métal et d'un diélectrique, le plasmon de surface délocalisé encore appelé plasmon-polariton de surface est un mode résultant du couplage entre une onde électromagnétique polarisée et une oscillation collective des électrons de conduction à la surface

I.2 Introduction au plasmon de surface

d'un métal. Ce couplage provoque l'apparition d'une onde évanescente qui se propage le long de l'interface composée d'un diélectrique et d'un métal (figure I.3). On parle alors de plasmon de surface délocalisé ou encore de plasmon-polariton de surface.

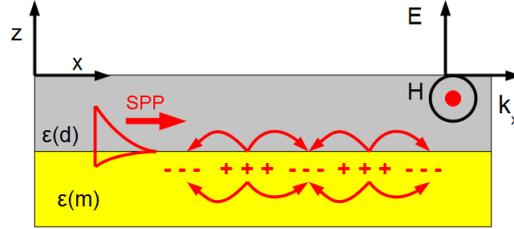


Figure I.3 – Schéma d'un plasmon de surface se propageant à l'interface d'un métal de permittivité $\varepsilon(m)$ et d'un diélectrique de permittivité $\varepsilon(d)$. L'oscillation collective des électrons de conduction à la surface d'un métal est représentée par les + et les -.

Les plasmons-polaritons de surface ont une relation de dispersion qui est donnée par la relation [RAETHER1988] :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon(d)\varepsilon(m)}{\varepsilon(d) + \varepsilon(m)} \right)^{(1/2)}. \quad (I.2)$$

où k_x représente le vecteur de propagation, $\varepsilon(m)$ la permittivité du métal, $\varepsilon(d)$ la permittivité du diélectrique et ω la pulsation. Nous utilisons le modèle de Drude pour exprimer la permittivité du métal ce qui donne :

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

où ω_p est la fréquence plasma et γ est le temps de relaxation des électrons du métal considéré. On remarque que la permittivité du métal est complexe, donc la relation de dispersion du plasmon de surface peut être écrite de la forme $k_x = k'_{ps} + ik''_{ps}$ (figure I.4).

La partie imaginaire de la permittivité de l'or induit des pertes lors de la propagation du plasmon de surface. La longueur de propagation est alors définie par la relation :

$$L_{ps} = \frac{1}{2k''_{ps}}. \quad (I.4)$$

On peut alors déterminer la distance de propagation d'un plasmon-polariton de surface en fonction de la longueur d'onde comme le montre la figure I.5.

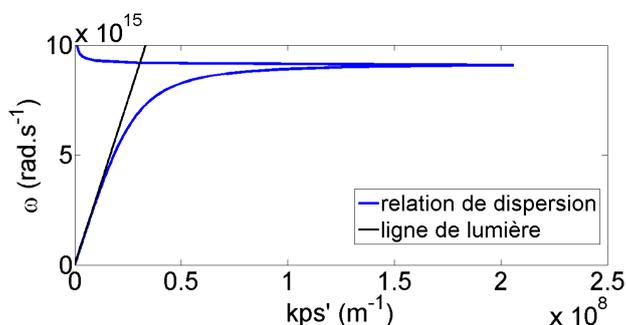


Figure I.4 – Partie réelle de la relation de dispersion d'un plasmon de surface le long d'une interface or-air en bleu et en noir la ligne de lumière dans l'air.

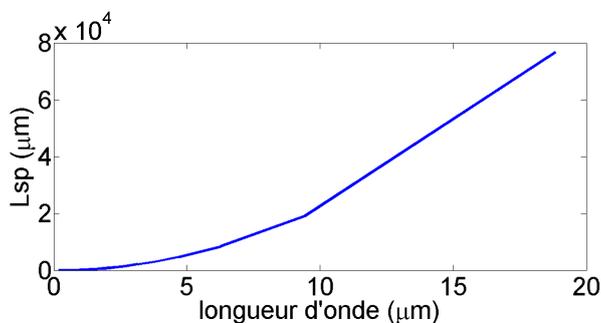


Figure I.5 – Longueur de propagation d'un plasmon de surface le long d'une interface or-air en fonction de la longueur d'onde.

La relation de dispersion d'un plasmon de surface (I.4) montre qu'en dessous de 9×10^{15} rad.s^{-1} le plasmon de surface est évanescent, car sa courbe de dispersion est en dessous de celle de l'air ($k = \omega/c$). Le plasmon de surface ne peut être alors excité que par des ondes évanescentes dans l'air. D'un point de vue graphique la courbe de dispersion de l'onde incidente doit croiser la courbe de dispersion du plasmon de surface à la fréquence considérée. Pour ce faire, plusieurs techniques ont été développées. L'une de ces techniques est l'utilisation de la réflexion totale atténuée. Deux configurations sont possibles : la configuration d'Otto et la configuration de Kretschmann-Raether :

- Dans la configuration d'Otto une couche épaisse de métal est placée à proximité d'un prisme à une distance de l'ordre de la longueur d'onde dans le matériau. L'onde incidente se réfléchit avec un angle supérieur à l'angle de réflexion totale sur la base du prisme. La partie évanescente de l'onde vient exciter le plasmon de surface à l'interface diélectrique métal. Le plasmon de surface se propage alors entre la séparation et le métal (figure I.6 (a)). La méthode d'Otto est peu utilisée car elle nécessite un contrôle de la distance entre le prisme et la couche métallique.
- La configuration de Kretschmann-Raether est proche de celle d'Otto à la différence que

I.2 Introduction au plasmon de surface

la couche de métal est directement évaporée sur la base du prisme. Si la couche de métal est assez fine (≈ 100 nm) le plasmon de surface se propage alors à l'interface air/métal (figure I.6 (b)).

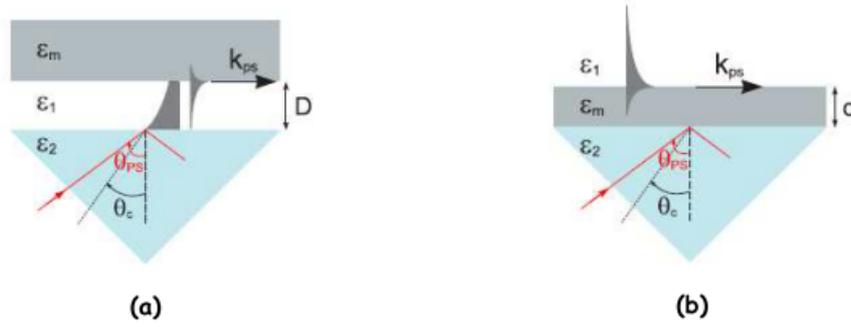


Figure I.6 – (a) configuration d'Otto et (b) configuration de Kretschmann-Raether.

Il est aussi possible d'exciter les plasmons de surface en utilisant un réseau de diffraction. Lorsqu'une onde lumineuse incidente de vecteur d'onde k_{lum} rencontre à l'incidence θ un réseau métallique de pas a orienté selon l'axe Ox , le réseau diffracte la lumière de telle sorte que la composante k_x du vecteur d'onde diffracté soit définie par :

$$k_x = k_{lum} \sin \theta + m \frac{2\pi}{a} = k_{ps} \quad (I.5)$$

m correspond à l'ordre de diffraction (1 dans le cas de la figure I.7). De plus on peut définir $\Delta k_x = m \frac{2\pi}{a}$ responsable de l'excitation d'un plasmon de surface avec un réseau métallique comme le montre la figure I.8. La courbe de dispersion du plasmon de surface se décale de Δk_x et coupe la ligne de lumière à ω .

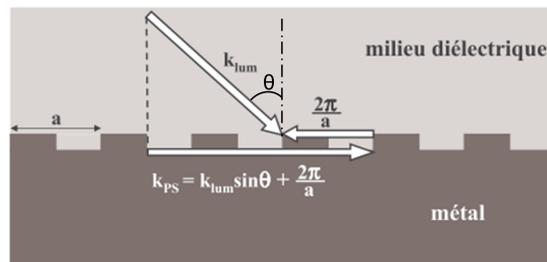


Figure I.7 – Excitation d'un plasmon de surface par un réseau de diffraction.

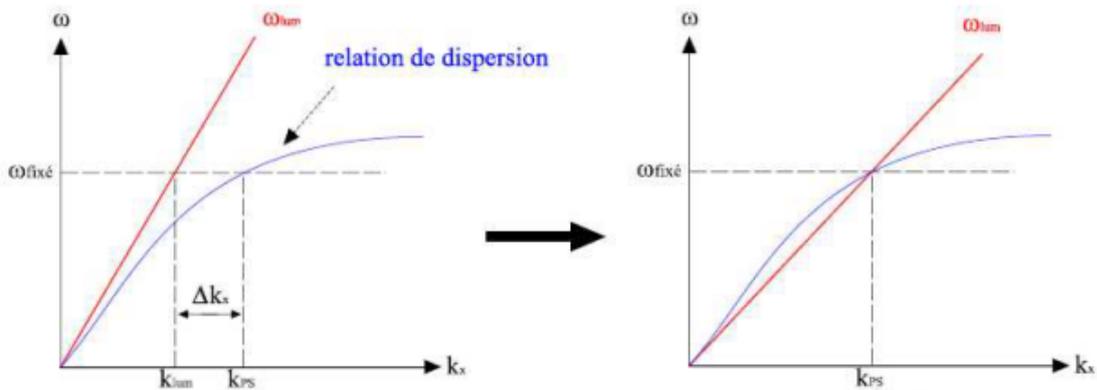


Figure I.8 – Transformation des photons en plasmons de surface délocalisés par l'ajout d'un Δk_x ([BARBILLON2007]).

2.2 Plasmon de surface localisé

Lorsque les trois dimensions des structures métalliques sont réduites à des dimensions de l'ordre du dixième de la longueur d'onde, il est possible d'exciter un plasmon de surface localisé. Les plasmons de surface localisés ont des propriétés différentes des plasmons de surface délocalisés. En effet, un plasmon de surface localisé ne se propage pas, mais se comporte comme un résonateur. Ce résonateur possède des modes propres de résonance qui dépendent de la forme et de la taille de la particule métallique ainsi que du milieu qui l'entourne (figure I.9) [KELLY2008]. La théorie des plasmons de surface localisés sera traitée en détail dans le chapitre suivant.

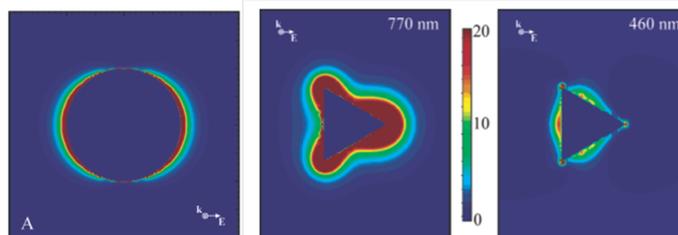


Figure I.9 – Exemples de modes de résonances pour différentes formes de nanoparticules et longueurs d'onde d'excitation ([KELLY2008]).

3 Guides plasmoniques état de l'art

La plasmonique a de nombreux domaines d'applications : aussi bien celui des capteurs biologiques que celui de l'amélioration des capacités des cellulaires solaires ou bien encore celui

des méta-matériaux. Le grand avantage des guides plasmoniques est de confiner la lumière à des dimensions très en deçà de la longueur d'onde. Pour ce faire, plusieurs géométries de guides plasmoniques sont présentes dans la littérature avec des performances très différentes que nous allons présenter dans ce paragraphe.

3.1 Guide à film et à ruban métallique

Les premiers guides plasmoniques présents dans la littérature sont les guides à films métalliques ([SARID1981], [BURKE1986], [YANG1991]). Un film fin de métal se trouve positionné entre deux diélectriques. Ces guides, malgré leur très bonne propagation (quelques cm), n'ont que peu d'intérêt pour le guidage optique. En effet le confinement n'est présent que sur une dimension (perpendiculaire aux interfaces) ce qui limite l'intégration de tels guides dans des composants.

Il est possible de réduire la largeur des films métalliques. Dans ce cas on parle de guide à ruban (figure I.10 a)). Ces guides ont des comportements qui dépendent de l'épaisseur, de la largeur du ruban métallique et des diélectriques qui entourent le ruban. La vitesse de propagation et la longueur de propagation d'un plasmon de surface dépendent du diélectrique qui est présent à l'interface (figure I.10 b)). La distance et la vitesse de propagation décroissent en fonction de la permittivité du diélectrique. Dans le cas où le ruban métallique est encapsulé entre deux diélectriques de permittivités différentes et d'une épaisseur de métal supérieure à l'épaisseur de peau, les deux plasmons de surface ne se recouvrent pas. Ils se propagent alors indépendamment comme le montre la figure I.10 b).

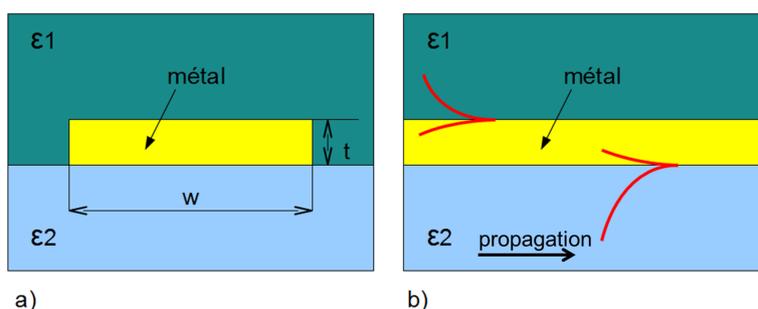


Figure I.10 – a) Coupe transverse d'un guide plasmonique ruban. b) Coupe longitudinale représentant la différence de vitesse de propagation d'un plasmon de surface en fonction du diélectrique qui recouvre le métal.

Dans le cas où l'épaisseur du métal est inférieure à l'épaisseur de peau, les deux plasmons de surface se couplent dans le métal de façon antisymétrique ou symétrique (figure I.11). Le mode symétrique se propage sur une plus grande distance que le mode antisymétrique

[BAUDRION2006]. Cependant si $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$, il existe une épaisseur et une largeur w limite ("largeur de coupure") pour lesquelles le mode symétrique s'atténue fortement [BERINI2001]. Des mesures en champ proche montrent que pour une largeur limite de $2 \mu\text{m}$, ces guides propagent la lumière sur quelques dizaines de micromètres [WEEBER2001]. Lamprecht et al. ont montré que pour un guide de $1 \mu\text{m}$ de largeur et de 70 nm d'épaisseur le plasmon de surface ne se propageait plus que sur quelques micromètres [LAMPRECHT2001]. Un guide d'onde optique, pour être intégré dans un composant, doit guider la lumière sur la plus grande distance possible et confiner la lumière sur la plus petite surface possible.

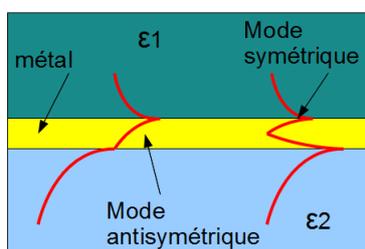


Figure I.11 – Mode symétrique et antisymétrique d'un guide plasmonique ruban.

Lorsque l'épaisseur de métal est très fine (une dizaine de nanomètres) et que le métal est encapsulé dans un même diélectrique ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2$), le mode symétrique peut se propager sur de grandes distances (de l'ordre du centimètre). Ce mode découvert par Berini ([BERINI2000]) est communément appelé "long-range surface plasmon polariton" et ne possède pas d'épaisseur de coupure. Les pertes par propagation ont été mesurées entre 10 et 0.1 dB/cm et le mode peut être excité par des fibres optiques [BOLTASSEVA2005]. Plusieurs fonctions passives telles que des jonctions Y, des virages ou encore des coupleurs ont été étudiées expérimentalement [CHARBONNEAU2005]. On peut aussi noter que les guides "long-range" peuvent être utilisés comme interconnexion puce à puce fonctionnant à 10 Gbps [KIM2008]. Comme nous venons de le voir, les guides "long-range" sont encapsulés dans un diélectrique. Si ce diélectrique est un polymère, il est possible de contrôler thermiquement la permittivité du polymère, par effet Joule, en injectant un courant ce qui permet de réaliser des composants actifs comme des modulateurs ou des interrupteurs [NIKOLAJSEN2004]. La permittivité du diélectrique peut aussi être contrôlée par effet Kerr. Dans cette configuration des effets non-linéaire apparaissent dans le guide [DEGIRON2010]. Des travaux récents ont prouvé qu'en encapsulant le métal dans un milieu à gain il est possible de réaliser des amplificateurs dans le domaine du visible ([GATHER2010]) et aux longueurs d'onde télécoms ([LEON2010]). Du fait de l'absence de cavité, les composants n'ont pas encore pu laser. Cependant, ces travaux sont une base pour réaliser un laser plasmonique (SPASER) à base de guide "long-range".

En conclusion les guides "long-range" ont un fort potentiel applicatif mais pour arriver à un niveau de pertes faibles il faut déposer des épaisseurs de métaux très faibles avec très peu de rugosité ce qui nécessite des techniques de dépôt très sophistiquées. De plus, il faut aussi une largeur (w) de guide supérieure à $1 \mu\text{m}$ ([PARK2008]) ce qui limite le confinement. Une manière de confiner encore plus la lumière dans des guides plasmoniques est de réaliser une structure métal/diélectrique/métal, comme nous allons le voir dans le paragraphe qui suit.

3.2 Guide métal/diélectrique/métal

Plusieurs guides à structure métal/diélectrique/métal ont été proposés mais tous se basent sur le principe du couplage de deux plasmons de surface. Comme dans le cas des guides à ruban, des modes symétrique et antisymétrique sont présents. Le mode antisymétrique ne se propage que sur quelques centaines de nanomètres ce qui le rend quasi-indétectable. Le mode qui est le plus intéressant est donc le mode symétrique (figure I.12). Lorsque la distance entre les deux couches métalliques se réduit, l'indice effectif et le confinement augmentent ce qui provoque une pénétration plus grande du champ électrique dans le métal et donc une augmentation des pertes. Parmi tous les guides métal/diélectrique/métal que l'on trouve dans la littérature, nous allons nous concentrer sur les deux structures les plus étudiées et surtout réalisables. Il s'agit des guides à tranchée et à fente.

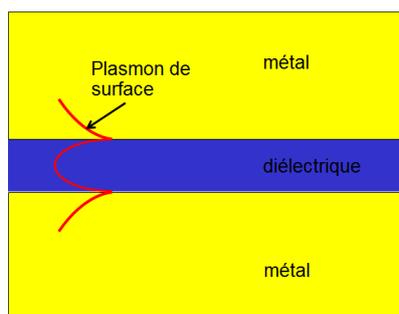


Figure I.12 – Schéma d'un guide métal/diélectrique/métal. Deux plasmon-polariton de surface se propagent aux interfaces et se couplent pour ne former plus qu'un mode propagatif, symétrique dans ce cas.

3.2.1 Guide à tranchée

Ces guides consistent à réaliser une tranchée dans un métal. Le plasmon-polariton de surface est excité en mode TE et se trouve alors confiné dans la tranchée comme le montre la figure I.13. Ces guides ont pour la première fois été étudiés en 1990 par l'équipe de Maradudin dans

l'approximation électrostatique [LU1990], puis en ajoutant les effets de retard [NOVIKOV2002]. C'est en 2005 que les premières réalisations et caractérisations expérimentales ont été rapportées. Les fentes ont été réalisées avec un faisceau d'ion focalisé, et la caractérisation expérimentale de la propagation a été faite en champ proche optique. La longueur de propagation mesurée expérimentalement donne une fourchette comprise entre 90 et 250 μm . Cet écart pour un même échantillon étant provoqué, selon les auteurs, par des fluctuations expérimentales [BOZHEVOLNYI2005]. Cette distance de propagation est à comparer à celle obtenue théoriquement par la méthode de l'indice effectif qui est d'environ 200 μm [BOZHEVOLNYI2005] et [BOZHEVOLNYI2006]. D'autres travaux expérimentaux et théoriques ont montré qu'il était possible de réaliser des fonctions telles que des résonateurs en anneau et des interféromètres [BOZHEVOLNYI2006] des virages en S [VOLKOV2006] ou encore des jonctions Y et de focaliser la lumière à des dimensions nanométriques [VOLKOV2006]. Cependant les propriétés des guides à tranchée dépendent fortement de la longueur d'onde, de la profondeur et de l'angle de la tranchée dans le métal [MORENO2006], [BOZHEVOLNYI2006]. La profondeur de la tranchée doit être supérieure à environ 1 μm et l'angle supérieur à 20° pour un guidage sur une distance de plus 100 μm à une longueur d'onde de 1,55 μm . L'épaisseur totale de métal doit donc être beaucoup plus grande que la fente ce qui peut entraîner des difficultés technologiques.

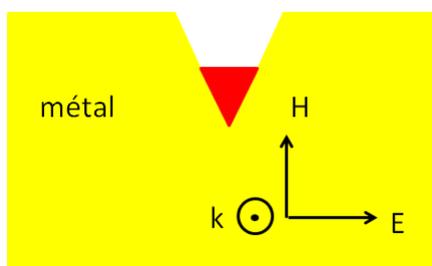


Figure I.13 – Schéma d'un guide à tranchée, le polariton-plasmon de surface se trouve confiné dans la tranchée creusée dans le métal.

3.2.2 Guide à fente

Il est possible de réduire l'épaisseur de métal et de réaliser une simple fente dans le métal comme le montre la figure I.14 a) afin de confiner la lumière sur la surface de la fente (figure I.14 b)). Comme pour les guides à tranchée, les propriétés des guides à fente dépendent fortement de la longueur d'onde, de la largeur et de l'épaisseur de la fente. En effet, en augmentant le confinement, on augmente les pertes. Les calculs prévoient une longueur de propagation de seulement 20 μm à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ pour une fente de dimensions $w = 50 \text{ nm}$ et $h = 50 \text{ nm}$. Si l'on veut augmenter la longueur de propagation il faut augmenter la surface de la fente. Pour $w = 100$

nm et $h = 50$ nm, la distance de propagation passe à $60 \mu\text{m}$ pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ [VERONIS2007]. Néanmoins si on augmente trop la surface de la fente le guide devient multimode [LIU2005]. Cependant, le grand confinement de la lumière permet de réaliser des fonctions à l'échelle nanométrique comme des virages à 90° ou des séparateurs de faisceau en T [VERONIS2005]. Des travaux plus récents ont montré qu'il était possible de réaliser des modulateurs électro-optiques [NEUTENS2009], [DIONNE2009]. Il a aussi été prédit théoriquement que les guides à fente plasmonique peuvent dans certains cas posséder un indice de réfraction négatif, ce qui peut s'appliquer à la réalisation de méta-matériaux[YANG2009].

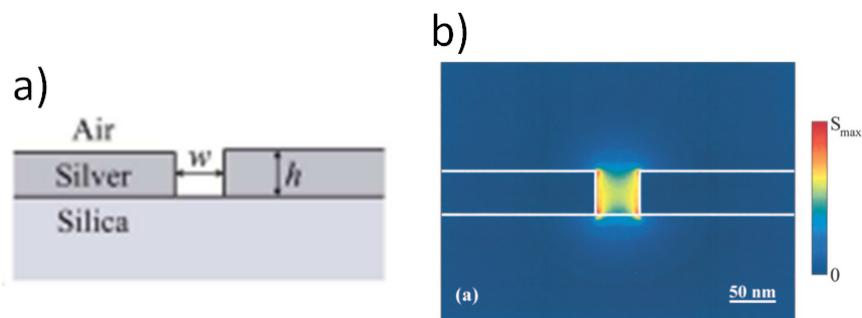


Figure I.14 – a) Schéma d'un guide plasmonique à fente. Le métal (l'argent) est déposé sur du verre, la fente est composée d'air, sa largeur est w et son épaisseur est h . b) Profil de la densité de puissance pour $w = h = 50$ nm à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ ([VERONIS2005]).

En conclusion, les guides plasmonique métal/diélectrique/métal ont de nombreux avantages et permettent de confiner la lumière sur de très petites surfaces mais au détriment de la propagation. De plus, leurs propriétés dépendent fortement de la forme de la fente. Les guides métal/diélectrique/métal ont montré qu'ils avaient beaucoup d'intérêt et il reste encore de nombreuses fonctions où ces guides peuvent être utilisés notamment dans le cadre des méta-matériaux.

3.3 Ruban diélectrique structuré sur un film métallique

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que pour chaque type de guide plasmonique, les pertes augmentent fortement quand le confinement du mode dans le métal augmente. Les guides à film ont l'avantage par rapport au guide métal/diélectrique/métal d'être plus simples à fabriquer. Une des manières pour mieux confiner la lumière dans des guides est de structurer un diélectrique sur la surface du métal ce qui permet de confiner le plasmon de surface à la fois latéralement et verticalement (figure I.15).

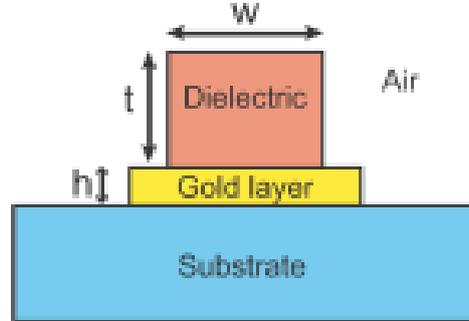


Figure I.15 – Schéma d'un guide plasmonique à ruban diélectrique structuré sur un film d'or. w est la largeur du diélectrique et t la hauteur, h est l'épaisseur de l'or ([MASSENOT2008]).

Comme pour tous les guides plasmoniques les propriétés de ces guides vont varier selon la longueur d'onde et le diélectrique qui recouvre le métal. Cependant, ces guides ont un comportement plus proche des guides diélectriques que les précédents guides plasmoniques que nous avons vus dans ce manuscrit. Ces guides devant fonctionner en mode TM, ils présentent une largeur et une épaisseur de coupure qui dépendent du diélectrique et de la longueur d'onde d'excitation. Pour une longueur d'onde de $800 \mu\text{m}$, une épaisseur d'or h de 60 nm avec un diélectrique en silice ($w = 700 \text{ nm}$ et $t = 70 \text{ nm}$) la distance de propagation mesurée par la méthode de microscopie par lumière interdite ("radiation leakage microscopy en anglais") est de $20 \mu\text{m}$, très proche des $25 \mu\text{m}$ obtenus par simulation [GRANDIDIER2008]. Des fonctions optiques comme des coupleurs et des virages ont alors été réalisés avec ces structures à cette longueur d'onde [STEINBERGER2007]. Cependant pour une telle épaisseur de silice, le mode n'est pas très bien confiné dans le guide [GRANDIDIER2008]. La silice peut alors être remplacée par un polymère de plus faible indice comme le PMMA, ce qui présente aussi une plus grande facilité de fabrication. A la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, la distance de propagation augmente à $40 \mu\text{m}$ (mesure en champ proche) en utilisant du PMMA comme diélectrique avec des dimensions de $w = 600 \text{ nm}$ et $t = 600 \text{ nm}$, ce qui permet d'obtenir le meilleur confinement du plasmon de surface [MASSENOT2008], [HOLMGAARD2007]. Des fonctions optiques telles que des coupleurs, des virages, des jonctions Y et des interféromètres de Mach-Zehnder ont aussi été proposées et démontrées expérimentalement([HOLMGAARD2008], [KRASAVIN2008]). Comme pour les guides "long-range" il est possible de compenser en partie les pertes en "dopant" le polymère de boîtes quantiques qui en font alors un milieu à gain. Le plasmon-polariton de surface voit ainsi sa distance de propagation augmenter d'environ 30% [GRANDIDIER2009]. L'utilisation d'un polymère permet aussi de réaliser des modulateurs thermo-optiques basés sur le même

principe que les modulateurs décrits dans les guides "long-range" mais avec des dimensions très réduites [GOSCINIAK2010]. Récemment, Krasavin et al ont étudié un guide où le métal est de l'aluminium et le diélectrique du silicium. Cette étude montre que pour un ruban de silicium de dimensions $w = 100$ nm et $t = 300$ nm la propagation n'est plus que d'environ $8 \mu\text{m}$. Cette faible distance de propagation s'explique par la valeur élevée de l'indice de réfraction du silicium [KRASAVIN2010]. En effet, le mode se trouve plus confiné à la surface du métal, ce qui entraîne une forte absorption et donc des pertes élevées. Ce résultat montre la faiblesse des guides à ruban diélectrique structuré sur un film métallique. En effet, pour les dimensions de silicium citées plus haut, le guide est monomode et possède le meilleur confinement. Les pertes sont très grandes. Or, si l'on compare avec des dimensions d'un guide SOI (Silicon On Insulator) monomode où le confinement est maximum, pour $w = 200$ nm et $t = 450$ nm la propagation est de l'ordre du centimètre. En d'autres termes, les dimensions pour un guide plasmonique à ruban diélectrique structuré ne sont divisées que par deux pour une longueur de propagation qui devient extrêmement faible comparé au SOI.

3.4 Chaîne de nanoparticules métalliques

Les guides à base de chaîne de nanoparticules métalliques fonctionnent sur le principe de résonance de plasmon de surface localisée. Lorsque les particules sont assez proches les unes des autres, les plasmons de surface localisés sur les particules se couplent de proche en proche et la lumière peut alors être guidée. Dans le cas de particules sphériques, le premier mode de résonance est un dipôle, le couplage entre particules est alors dipolaire I.16. La première démonstration théorique d'un guidage par chaîne de nanoparticules d'argent a été réalisée par Quinten et ses co-auteurs. Ils ont démontré qu'il existait deux modes de propagation : un mode, qu'on appellera longitudinal, dont le champ oscillant est parallèle à la chaîne, et un autre mode, qu'on appellera transverse, dont le champ est perpendiculaire à la chaîne I.16. Ils ont aussi démontré que la distance de propagation dépend fortement de la distance entre les particules [QUINTEN1998]. Le couplage entre les particules a été démontré expérimentalement par imagerie en champ proche dans l'équipe de A. Dereux à Dijon [KRENN1999]. L'image I.17 montre une comparaison entre l'imagerie en champ proche et le calcul du champ électrique qui sont en parfait accord. Cependant, cette belle observation expérimentale ne démontre pas de propagation car l'excitation se fait par la méthode de Kretschmann-Raether en excitant toute la chaîne.

La seule démonstration expérimentale d'un guidage de la lumière par une chaîne de nanoparticules a été faite par Maier et al. [MAIER2003]. La résonance plasmon de surface localisée

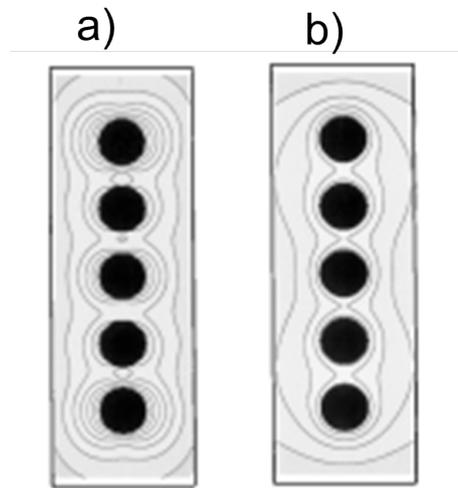


Figure I.16 – Intensité du champ électrique calculée dans le cas d'un couplage dipolaire de nanoparticules d'argent. a) Mode transverse (T). b) Mode longitudinal (L) ([QUINTEN1998]).

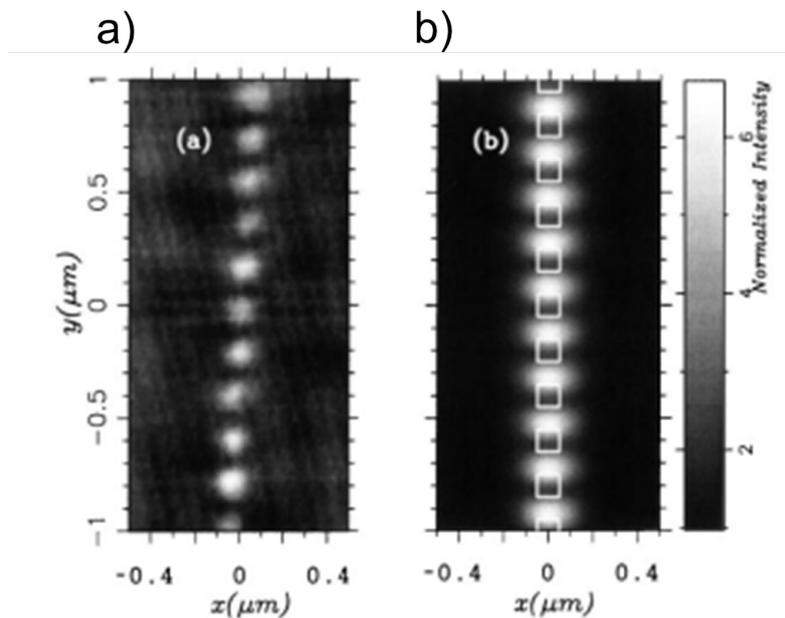


Figure I.17 – a) Image en champ proche optique d'un couplage entre des nanoparticules métalliques. b) Simulation de l'intensité du champ électrique ([KRENN1999]).

de la première particule d'une chaîne de nanoparticule d'argent est excitée par la lumière émanant de la pointe d'un microscope à champ proche optique. La chaîne transporte l'énergie électromagnétique jusqu'à une molécule fluorescente et l'intensité de la fluorescence est finalement détectée en champ lointain (figure I.18). Les auteurs ont estimé les pertes de ce guide à $6 \text{ dB}/195 \pm 28 \text{ nm}$. Ce résultat est en bon accord avec le modèle analytique de dipôles ponc-

tuels couplés dans l'approximation quasi-statique [BRONGERSMA2000]. Cependant, on sait que la résonance plasmon localisée dépend fortement du milieu extérieur [KELLY2008]. On peut donc supposer que la présence de la molécule fluorescente sur la chaîne de nanoparticules modifie ses propriétés de guidage. De plus, le modèle analytique utilisé ne tient pas compte des effets de retard dans le couplage des particules dans la chaîne. Or, comme l'ont montré plusieurs auteurs, tant au niveau théorique qu'expérimental, ces effets ne peuvent être négligés [DeWAELE2007], [HERNANDEZ2005], [WEBER2004], [FEMIUS2006], [FEMIUS2007], [WEI2007]. Contrairement au guide à plasmon-polariton de surface, la relation de dispersion est plus difficile à obtenir pour un guide à plasmon de surface localisé. Le modèle de dipôles ponctuels couplés a permis d'obtenir cette relation de dispersion dans un premier temps dans l'approximation quasi-statique [BRONGERSMA2000], [PARK2008]. Cependant, comme déjà mentionné, les effets de retard dans le couplage des particules constituent un mécanisme important. Ce phénomène a été introduit dans le modèle de dipôles ponctuels couplés pour une chaîne finie par Weber et al. [WEBER2004] et par Femius et al. pour une chaîne infinie [FEMIUS2006], puis validé expérimentalement [FEMIUS2007], [CROZIER2007]. Ces résultats expérimentaux ont aussi démontré que l'influence du substrat où sont posées les nanoparticules ne peut pas être négligée. En effet, Crozier et al. ont démontré expérimentalement que le substrat levait la dégénérescence du mode transverse. Il y a donc deux modes transverses : un mode transverse parallèle au substrat (T1) et un mode perpendiculaire au substrat (T2). Le substrat a été introduit dans le modèle par Simsek qui est en parfait accord avec les mesures expérimentales de Crozier et al. [SIMSEK2010], [CROZIER2007]. La figure I.19 montre que la relation de dispersion n'est obtenue qu'au dessus de la ligne de lumière, c'est-à-dire pour des modes rayonnés. La partie de la relation en dessous de la ligne de lumière n'a jamais été obtenue expérimentalement. Dans notre de groupe de l'IEF, Sylvain Held a déduit expérimentalement pour la première fois la relation de dispersion d'une chaîne de nanoparticules par mesure de réflectivité [HELD2010].

En conclusion, les chaînes de nanoparticules sont intéressantes, car elles permettent de confiner la lumière à des échelles nettement sub-longueur d'onde et de ce fait, elles peuvent réaliser des fonctions optiques aux dimensions très inférieures à celles d'autres guides existants [ZOU2006], [CITRIN2005]. Elles ouvrent aussi la possibilité de réaliser des virages à 90° ou des jonctions en T [SUKHAREV2006]. De plus, l'extrême sensibilité de la résonance plasmon de surface localisé au milieu extérieur permet d'envisager la possibilité de réaliser des capteurs chimiques ou biologiques. Une chaîne de nanoparticule peut aussi être utilisée comme une antenne de Yagi dans les fréquences du visible [KOSAKO2010]. Il est cependant évident qu'il est difficile de réaliser une circuiterie optique à base de chaînes de nanoparticules car les pertes sont beaucoup trop élevées. Ces pertes peuvent néanmoins être compensées ou tout au moins

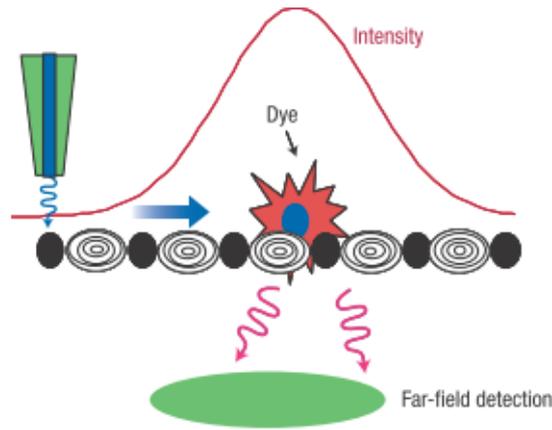


Figure I.18 – Schéma du montage expérimental utilisé par Maier et al. pour démontrer la propagation de la lumière dans une chaîne de nanoparticules en argent. La première nanoparticule est excitée par une pointe à ouverture d'un SNOM. La propagation de l'énergie est détectée par la présence d'une molécule photosensible (dye) et ensuite collectée en champ lointain ([MAIER2003]).

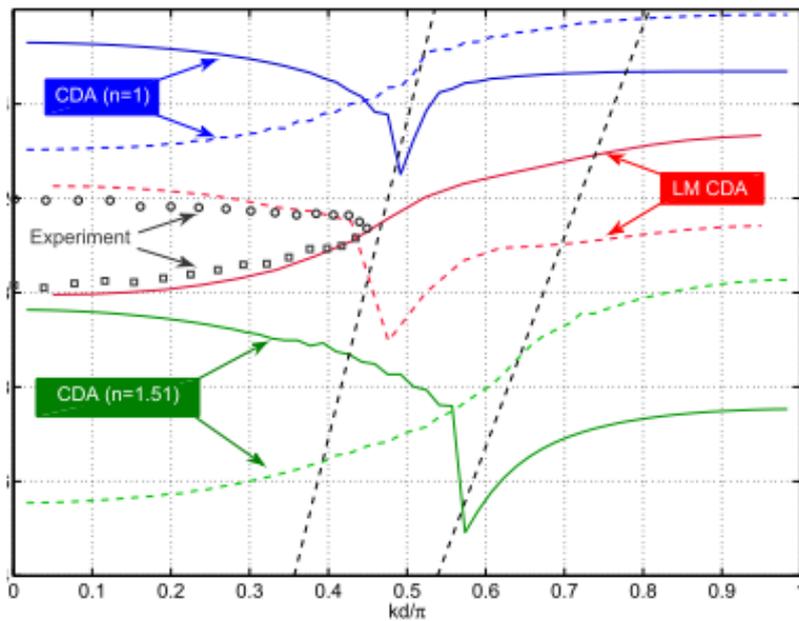


Figure I.19 – Relation de dispersion d'un chaîne de nanoparticules calculée dans l'air ($n = 1$) en bleu, dans du verre ($n = 1,51$) en vert et dans un milieu dissymétrique en rouge. Dans ce dernier cas, on a un superstrat d'air et les nanoparticules sont posées sur un substrat de verre recouvert d'ITO. En pointillé, le mode longitudinal et en trait plein le mode transverse. Les lignes de lumière dans l'air et dans le verre sont représentées en pointillés noirs. Les cercles et les carrés montrent les résultats expérimentaux obtenus par Crozier et al ([SIMSEK2010]).

atténuées comme le montre théoriquement Zhang et al. en encapsulant la chaîne dans un milieu à gain [ZHANG2010].

4 Couplage entre un guide SOI et un guide plasmonique

Nous venons de voir que les différents guides plasmoniques ont la propriété de confiner la lumière à des échelles sub-longueur d'onde. La distance de propagation reste néanmoins limitée par les pertes induites. Compenser ces pertes devient alors un objectif essentiel pour réaliser une circuiterie tout plasmonique. Cependant, il existe d'autres voies pour guider la lumière. Parmi celles-ci le guidage par guide diélectrique. Les guides SOI (Silicon On Insulator) fonctionnant avec un grand contraste d'indice, permettent une grande propagation de l'ordre du centimètre et un très bon confinement pour un guide diélectrique ($\approx \lambda/2$). Dès lors, réaliser un couplage entre un guide plasmonique et un guide SOI permet de n'utiliser les guides plasmoniques que sur de courtes distances pour réaliser des fonctions localisées et en limiter ainsi leurs pertes.

4.1 Couplage guide SOI/guide à film et à ruban métalliques

Un des premiers travaux de couplage entre un guide SOI et un film d'argent a été publié par Hochberg et al. (figure I.20). Le guide SOI, fonctionnant en mode TE, est interrompu et un film en argent est placé pour permettre de réaliser un virage avec des pertes de propagation mesurées égales à $1,2 \text{ dB}/\mu\text{m}$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ [HOCHBERG2004].

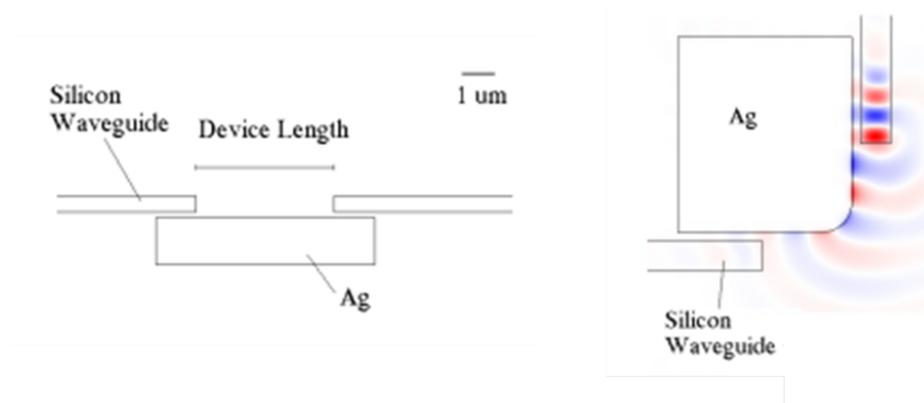


Figure I.20 – Schéma d'un couplage entre un film d'argent et un guide en silicium ([HOCHBERG2004]).

Le film métallique peut aussi être placé sur le dessus du guide SOI (figure I.21 a)), le mode TM du SOI se couple alors au métal, les différences d'indice entre le silicium sur le dessus du métal et un liquide sur le dessus permettent de réaliser un interféromètre et donc un capteur intégré fonctionnant à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ (figure I.21 b)). Cette structure peut aussi être utilisée pour réaliser des fonctions en optique guidée en réduisant la largeur des guides SOI et métallique (figure I.22 a)). Comme pour le cas précédent, le mode TM du guide SOI se couple au métal. Si le métal est assez épais, le mode reste confiné à l'interface silicium/or (figure I.22 b)). Les auteurs

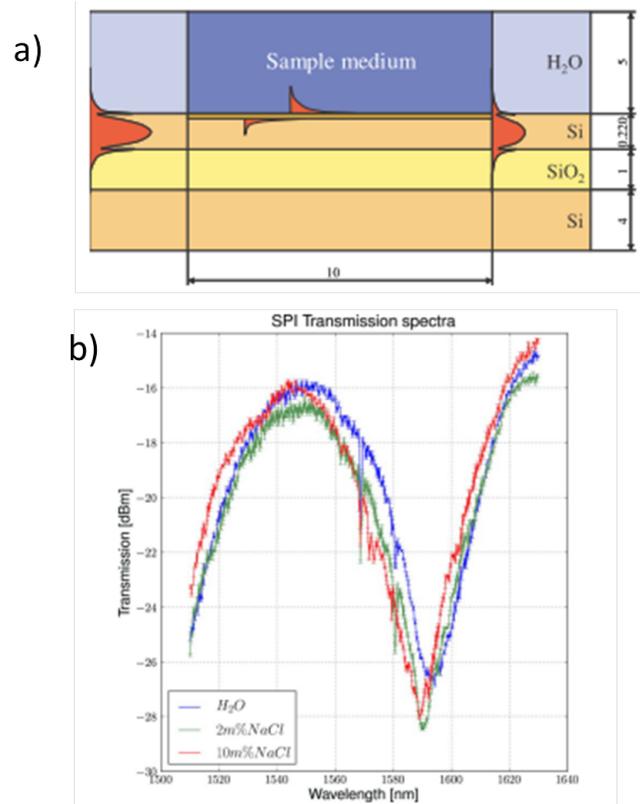


Figure I.21 – a) Schéma d'un interféromètre à plasmon de surface sur un guide en SOI. b) Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour différents liquides fonctionnalisés sur le métal ([DEBACKERE2009]).

ont mesuré une distance de propagation de $2 \mu\text{m}$, un rendement de couplage de 38% et des pertes de propagation d'environ 15% pour un virage en S à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ [SEDERBERG2010]. Cette distance de propagation, très faible, est due au fort indice de réfraction du silicium. Pour augmenter la distance de propagation, une couche de silice peut être placée entre le silicium et le métal (figure I.23). Pour une épaisseur de silicium de 340 nm, de silice et d'or, de 50 nm, et une largeur de dispositif de 250 nm, les mesures donnent une distance de propagation de $40 \mu\text{m}$ et un rendement de couplage de 80% à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ [WU2010]. L'optimisation des paramètres dimensionnels permet d'arriver à une distance de propagation de l'ordre de $100 \mu\text{m}$, avec le même rendement de couplage [GOYKHMAN2010]. Dans ces structures, le mode n'est pas purement plasmonique mais hybride diélectrique/plasmonique. Les dimensions des structures sont très proches de celles d'un guide SOI classique mais introduisent des fortes pertes pour un confinement légèrement supérieur. Cependant, un couplage guide SOI/ruban métallique peut être utilisé pour des fonctions plus complexes que de simples jonctions Y ou virages qui ne présentent que peu d'intérêt comparé aux performances obtenues avec un guide SOI, avec

I.4 Couplage entre un guide SOI et un guide plasmonique

moins de pertes. Par contre, des fonctions comme des capteurs biologiques [DEBACKERE2009] ou des modulateurs d'absorption [MELIKYAN2011] peuvent être très intéressantes.

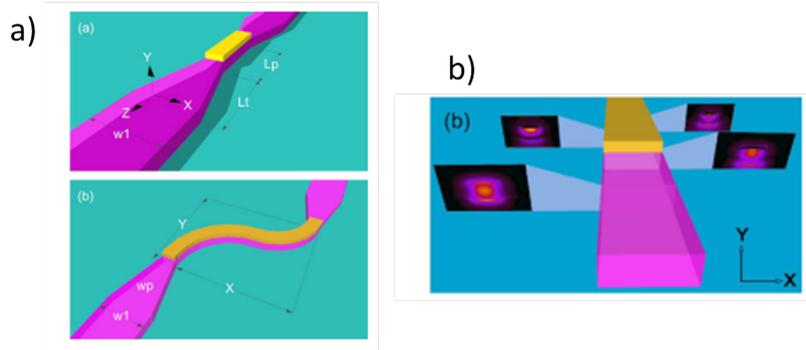


Figure I.22 – a) Schéma de fonctions réalisées avec des guides ruban à plasmon de surface sur un guide en SOI. b) Calcul de l'évolution de l'intensité du champ électrique le long du dispositif ([SEDERBERG2010]).

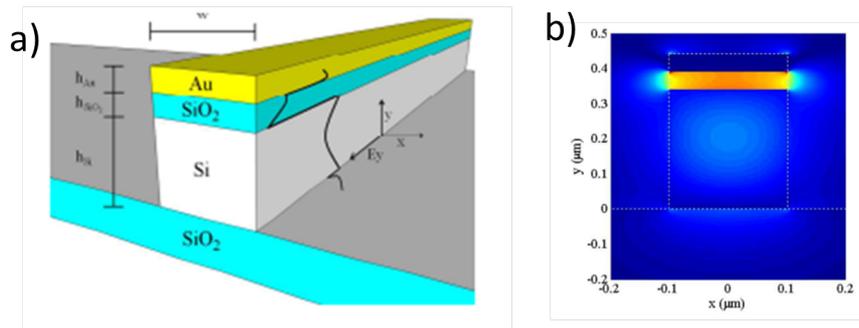


Figure I.23 – a) Schéma et profil de champ d'une structure réalisant un confinement de la lumière dans une fine couche de silice entre un guide SOI et un film métallique. b) Intensité du champ électrique simulé ([WU2010]).

4.2 Couplage guide SOI/guide à fente métallique

La première démonstration d'un couplage entre un guide SOI et un guide plasmonique à fente a été réalisée en 2006 [CHEN2006]. Dans ce cas, le mode TE du SOI se couple directement au mode TE du guide à fente plasmonique (figure I.24 a) et b)). Pour limiter les pertes par couplage, les auteurs ont utilisé des "tapers" d'adaptation (figure I.24 c)), le rendement de couplage calculé est alors de 85% pour une longueur optimal d'évasement ("taper"). Sans "taper", les pertes par couplage augmentent et le rendement diminue à 68 %. Les pertes par propagation dans le guide plasmonique sont très fortes du fait de la présence du silicium dans la fente (2,5 dB/ μm) (figure I.24). Pour limiter ces pertes, d'autres auteurs ont utilisé des matériaux à faible

indice comme de la PMMA [HAN2010A] ou de l'air ($1.5 \text{ dB}/\mu\text{m}$) ([TIAN2009]) (figure I.25). Le contraste d'indice entre le guide SOI et le guide plasmonique est alors très fort d'où une forte augmentation des réflexions dans le "taper". Ceci provoque des pertes de couplage très élevées et un rendement de couplage mesuré à seulement 30%. Malgré ce taux de couplage faible Han et al. ont montré qu'il était possible de réaliser des jonctions Y ou des coupleurs avec des guides plasmoniques à fente intégrée sur SOI par couplage direct avec "taper" [HAN2010B].

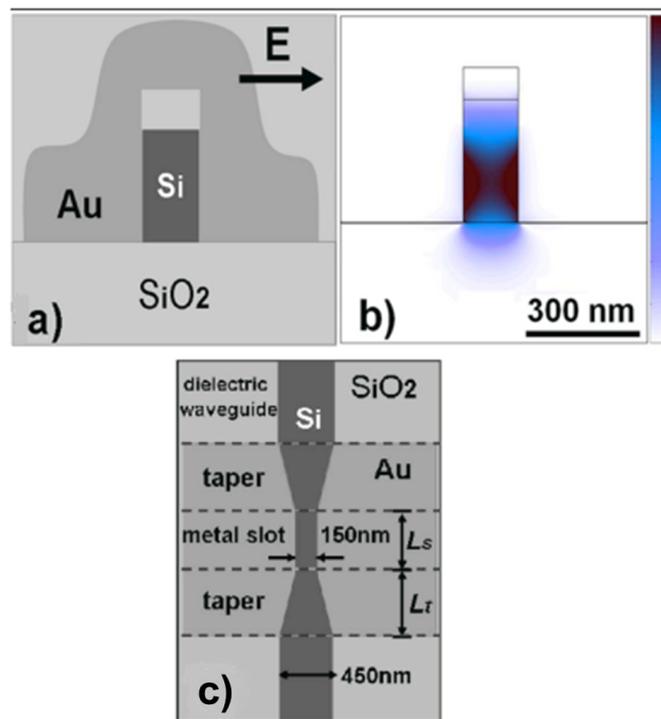


Figure I.24 – a) Schéma du guide à fente étudié, la fente d'or est remplie de silicium. b) Mode TE plasmonique du guide à fente. c) Schéma du système, des tapers d'adaptation entre le guide SOI et le guide à fente plasmonique sont utilisés pour limiter les pertes de couplage ([CHEN2006]).

Ces travaux montrent la complexité de réaliser un couplage entre un guide SOI et un guide à fente. En effet, il faut minimiser les pertes par couplage ce qui nécessite d'avoir des indices effectifs des deux guides très proches. Il faut aussi limiter le plus possible les pertes par propagation dans le guide à fente en utilisant un matériau avec un indice de réfraction le plus faible possible. Or, un indice faible du matériau abaisse l'indice effectif et augmente les pertes de couplage. Une autre manière de réaliser un accord entre les indices effectifs est de diminuer celui du guide SOI en utilisant une structure à fente afin de réaliser un couplage guide à fente SOI/guide à fente plasmonique [YANG2010] comme le montre la figure I.26. Le calcul du rendement de couplage donne 61% alors que la valeur mesurée est de 43% pour des pertes de propagation d'environ 2

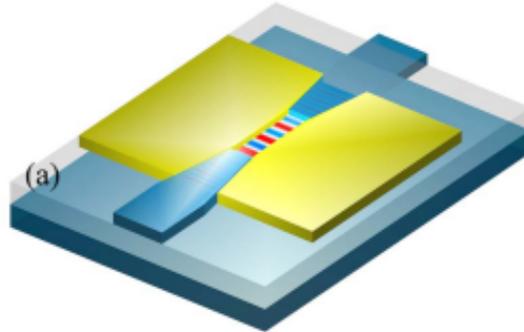


Figure I.25 – Schéma d'un couplage guide SOI/guide à fente plasmonique avec une fente remplie d'air ([TIAN2009]).

dB/ μm .

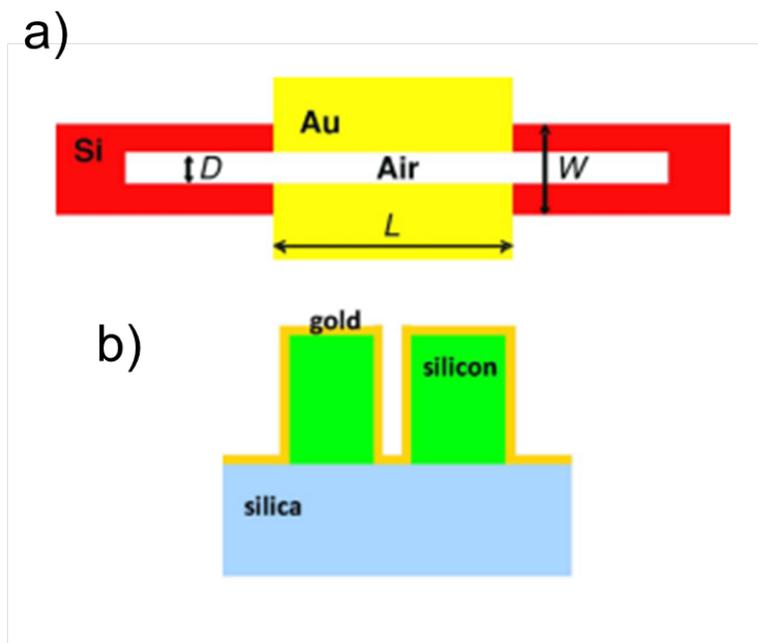


Figure I.26 – a) Schéma d'un couplage guide à fente SOI/guide à fente plasmonique vu du dessus b) coupe transverse au niveau du guide plasmonique ([YANG2010]).

L'une des applications potentielles du couplage SOI/guide à fente plasmonique est de réaliser des virages à 90 degrés [LAU2010]. Pour ce faire, Lau et al. ont utilisé la composante perpendiculaire du vecteur de propagation du guide SOI pour se coupler avec le guide à fente plasmonique (figure I.27 a) et b)). Le rendement de couplage est calculé à 70%. Ce bon rendement est possible car les constantes de propagation de la composante perpendiculaire du vecteur de propagation du guide SOI et du guide plasmonique sont les mêmes. Les auteurs n'ont pas

mesuré le rendement de couplage mais l'ont estimé expérimentalement avec des pertes par propagation de 4,35 dB dans le guide plasmonique. Cette valeur très importante comparée aux valeurs rencontrées dans la littérature, suppose donc des pertes par couplage plus importantes que celles calculées.

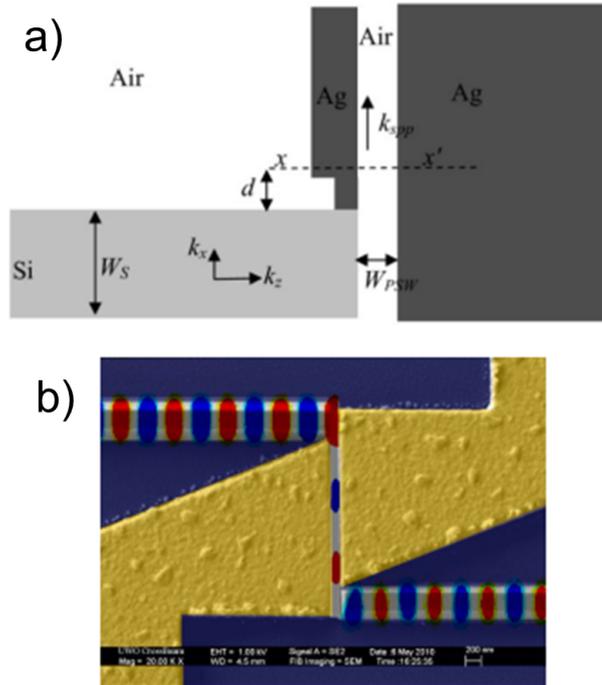


Figure I.27 – a) Schéma d'un virage à 90 degrés réalisé avec un couplage guide SOI/guide plasmonique. b) Image MEB et cartographie du champ électrique ([LAU2010]).

Nous venons de voir qu'un couplage direct entre un guide SOI et un guide plasmonique à fente ne présente pas un rendement de couplage satisfaisant. Dans ce cas, un couplage évanescent entre ces deux guides devient une alternative intéressante pour limiter les pertes par réflexion. C'est récemment, en 2010, que nos partenaires du CEA LETI et du LNIO de L'UTT, dans le projet ANR PLACIDO, ont utilisé cette méthode pour coupler un guide SOI et un guide à fente plasmonique en cuivre (figure I.28 a)) [DELACOUR2010].

Comme le montre le schéma de la figure I.28 b) le guide SOI se couple avec le guide plasmonique en formant un "supermode". Lorsque le guide SOI est coupé à l'endroit où le mode est dans le guide plasmonique alors la lumière se propage dans le guide à fente. Dans ce cas le couplage entre les guides est fort (la longueur de couplage $L_c = 1 \mu\text{m}$ est très inférieure à $L_c = 100 \mu\text{m}$ observée dans le cas d'un couplage entre deux guides diélectriques). Le rendement de

I.4 Couplage entre un guide SOI et un guide plasmonique

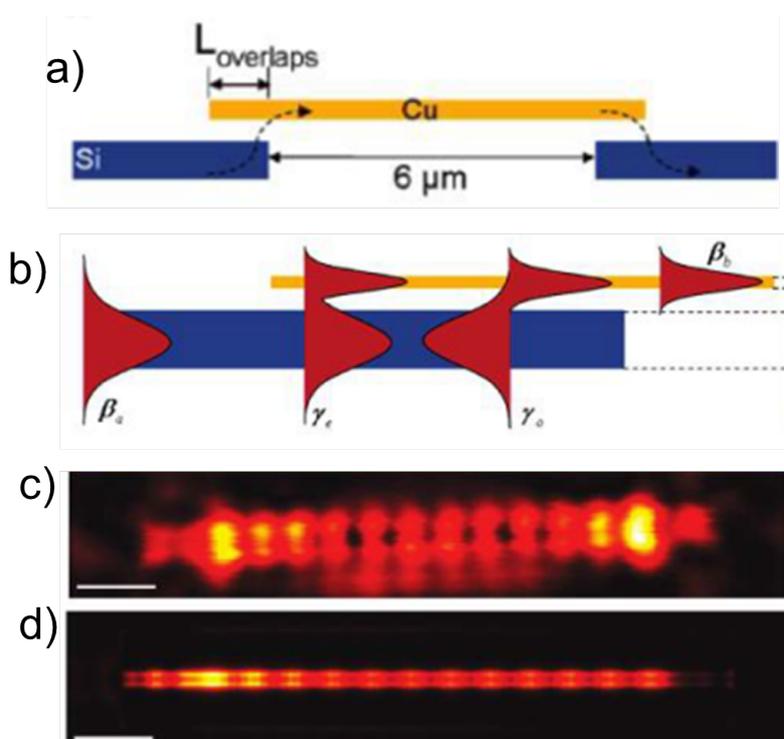


Figure I.28 – a) Schéma de principe d'un couplage évanescent entre un guide SOI et un guide à fente plasmonique en cuivre. b) Schéma des modes guidés se propageant dans la structure. c) Cartographie expérimentale en champ proche optique du champ électrique se propageant dans le guide plasmonique. d) Cartographie calculée du champ électrique dans le guide plasmonique (tirée de [DELACOUR2010]).

couplage est alors calculé à 75% et mesuré à 70%. On peut aussi noter que l'accord entre les valeurs expérimentales et théoriques est très bon comme le montrent les figures I.28 c) et d). De plus, les simulations prédisent une transmission de 60% à la sortie du système, ce qui est en bon accord avec les 50% mesurés. Cette valeur, est en plus, obtenue avec un guide plasmonique de $6 \mu\text{m}$ de longueur alors que dans les autres travaux qui utilisent le couplage direct (appelé plus généralement couplage par aboutement), il n'est que de 1 ou $2 \mu\text{m}$. Cette bonne transmission peut s'expliquer par l'utilisation du cuivre qui présente moins de pertes par absorption que l'or mais aussi par la méthode de fabrication. En effet, la capacité de guidage des guides à fente plasmonique dépend fortement de la rugosité des surfaces de fente. Si la qualité n'est pas bonne la rugosité entraîne des points de diffusion qui diminuent radicalement la propagation du plasmon de surface. Le couplage évanescent entre un guide SOI et un guide plasmonique à fente paraît être la meilleure solution pour réaliser une fonction à guide à fente plasmonique sur SOI.

En conclusion, les fonctions réalisées par couplage guide à fente plasmonique et guide SOI présents dans la littérature ne sont autres que les réalisations déjà effectuées sur SOI, comme

des jonctions Y ou des coupleurs à des dimensions inférieures mais avec des pertes supérieures. Le confinement très important du champ dans la fente peut bien sûr être intéressant pour de nombreuses applications. On peut par exemple citer une publication récente théorique qui prédit la possibilité de réaliser un modulateur à base de guide à fente plasmonique ultra-rapide et ultra-compact sur SOI [ELEZZABI2009]. Ce type d'application, notamment réalisée avec un couplage évanescent, est très prometteur.

4.3 Couplage guide SOI/guide à ruban diélectrique structuré sur un film métallique

La littérature relatant le couplage entre un guide SOI et un guide à ruban diélectrique structuré sur un film métallique (que l'on appellera DLSPP venant de l'anglais Dielectric Loaded Surface Plasmon Polariton) est très peu abondante [BRIGGS2010]. Les auteurs ont réalisé un couplage par aboutement entre le mode TM d'un guide SOI et un guide DLSPP comme le montrent les figures I.29 a) et b).

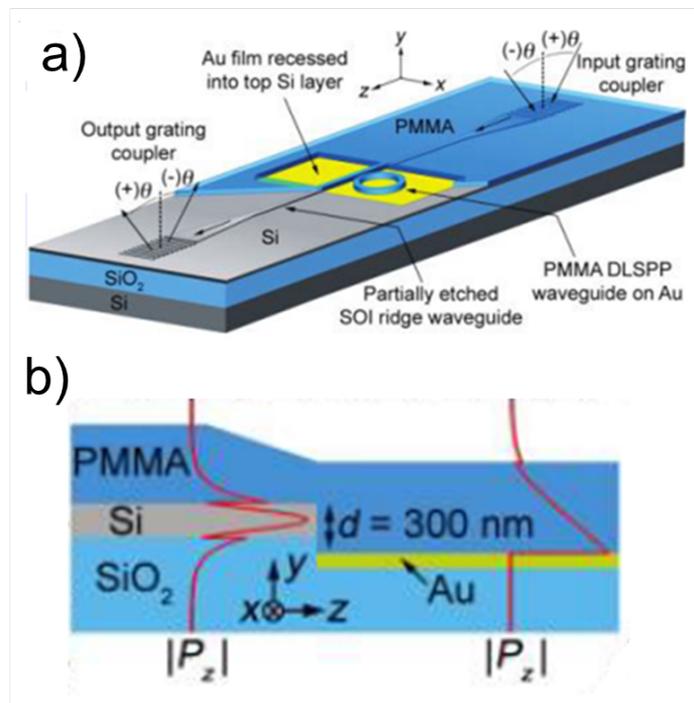


Figure I.29 – a) Schéma de principe d'un couplage direct entre le mode TM d'un guide SOI et un guide à ruban diélectrique structuré sur un film métallique. b) Schéma des modes guidés se propageant dans le guide SOI et le guide à ruban diélectrique structuré sur un film métallique ([BRIGGS2010]).

Le rendement de couplage est mesuré à 79% et la distance de propagation dans le guide

I.4 Couplage entre un guide SOI et un guide plasmonique

DLSP est de $50 \mu\text{m}$. Ces valeurs sont plus élevées que dans le cas d'un couplage guide SOI/guide à fente. Cette bonne valeur de rendement de couplage s'explique par les valeurs des indices effectifs relativement proches ($1,98$ pour le guide SOI et $1,28 + i0,0028$ pour le guide plasmonique), ce qui limite les pertes par réflexion. Les auteurs ont aussi réalisé un résonateur en anneau avec le guide DLSP ce qui démontre la faisabilité des fonctions plasmoniques avec ces guides intégrés dans un guide SOI. Cependant, comme déjà mentionné dans ce manuscrit, les guides DLSP ne confinent pas plus la lumière qu'un guide SOI. La figure I.30 le montre aussi très clairement.

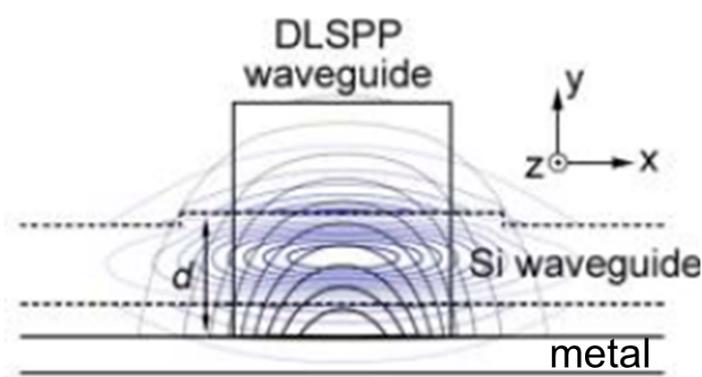


Figure I.30 – Contour du champ électrique TM dans le guide SOI et dans le guide plasmonique ([BRIGGS2010]).

Des modulateurs n'ont pas encore été réalisés avec des guides à fentes mais ont déjà été démontrés expérimentalement avec des guides à ruban diélectrique structuré sur un film métallique [GOSCINIAK2010]. Dès lors, il devient possible de réaliser des modulateurs plasmoniques sur SOI en utilisant ce couplage.

4.4 Couplage guide SOI/chaîne de nanoparticules métalliques

Comme nous l'avons vu, les nanoparticules métalliques supportant des résonances plasmon de surface localisées confinent très fortement la lumière à des dimensions sub-longueur d'onde et sont très sensibles au milieu extérieur, ce qui en fait de parfaits supports pour réaliser des capteurs optiques, chimiques ou biologiques. Lorsque les particules sont assez proches pour se coupler entre elles la chaîne de nanoparticules forme un guide. Ce guide confine la lumière à une échelle fortement sub-longueur d'onde tout en gardant la sensibilité au milieu extérieur. Cependant, les pertes de ce guide sont très grandes. Dès lors, réaliser un couplage entre un guide SOI et un guide à plasmon de surface localisé présente un grand intérêt essentiellement pour

réaliser des fonctions ultra-compactes difficilement réalisables avec un guide SOI. Cependant, la littérature ne rapporte, à ma connaissance, aucune publication relatant ce type de travail. L'excitation de particules ne se couplant pas entre elles (on ne peut donc pas parler de guide) à partir d'un guide en TiO_2 a été démontrée pour former un réseau de Bragg plasmonique [QUIDANT2004]. Une nano-antenne plasmonique peut aussi être excitée par un guide SOI aux longueurs d'onde télécoms [FENG2009]. Récemment, Kekatpure et al. ont étudié théoriquement une excitation de deux particules métalliques faiblement couplées sur un guide SOI dans le visible [KEKATPURE2010].

5 Conclusion du chapitre

Ce chapitre nous a permis de définir les notions élémentaires relatives au guide d'onde diélectrique et au plasmon de surface, qui seront nécessaires à la compréhension de la suite de cette étude. Les guides d'ondes plasmoniques permettent un fort confinement du champ électromagnétique à l'interface d'un métal et d'un diélectrique. Cependant l'existence de pertes ohmiques dues à l'amortissement du mouvement des électrons de conduction dans le métal est à l'origine d'une décroissance de l'amplitude d'un plasmon de surface au cours de sa propagation. Ces pertes sont un facteur limitant à la réalisation d'une circuiterie tout plasmonique. Les guides SOI permettent de propager la lumière sur de plus grandes distances que les guides plasmoniques. Ils présentent le meilleur confinement des guides diélectriques, néanmoins nettement plus faible que celui des guides plasmoniques. Dès lors, intégrer les guides plasmoniques sur des guides SOI à faibles pertes permet d'envisager la réalisation de fonctions optiques ultra-compactes tout en limitant les pertes.

Une étude détaillée des travaux rapportés dans la littérature a permis d'introduire le guide plasmonique que nous souhaitons intégrer sur un guide SOI. Le choix du guide plasmonique s'est porté sur les chaînes de nanoparticules métalliques supportant des résonances plasmon de surface localisé. Les chaînes de nanoparticules présentent un confinement extrême, ce qui induit une très forte exaltation du champ électromagnétique ainsi qu'une grande sensibilité au milieu extérieur. Un couplage entre ces deux guides n'a, à notre connaissance, jamais été réalisé auparavant tout comme une étude sur le comportement des chaînes de nanoparticules aux longueurs d'ondes télécoms. De plus, les chaînes de nanoparticules sont généralement étudiées en espace libre ce qui limite leurs études dans la zone située au dessus de la ligne de lumière. Dès lors, exciter les chaînes de nanoparticules métalliques à l'aide d'un guide diélectrique présente

I.5 Conclusion du chapitre

aussi un intérêt fondamental, car il devient possible d'étudier le comportement de ces guides en dessous de la ligne de lumière.

Chapitre II

Théorie et simulation

Coupler un guide à plasmon de surface localisé à un guide SOI (diélectrique de manière générale) présente de nombreuses difficultés. En effet, les géométries des deux guides sont très différentes. Un couplage par aboutement n'est donc pas envisageable. Nous nous sommes donc orientés vers un couplage évanescent. Un obstacle majeur consiste à déterminer la géométrie des nanoparticules possédant une résonance de plasmon de surface localisé permettant une propagation par couplage dipolaire de particule en particule aux longueurs d'ondes télécoms. Nous allons dans ce chapitre détailler les méthodes que nous avons utilisées pour démontrer l'intégration des guides à plasmon de surface localisé sur un guide diélectrique.

Nous allons présenter les différents modèles analytiques et numériques qui ont été utilisés. Cette étude permet de tirer les premières tendances du mécanisme de couplage ainsi qu'une procédure permettant de dimensionner les nanoparticules sur des guides d'ondes diélectriques composés de différents matériaux.

1 Description des modèles analytique et numérique

1.1 Modèle des dipôles ponctuels couplés

Nous avons vu dans le premier chapitre qu'il est possible de guider la lumière par le biais du couplage dipolaire entre des nanoparticules métalliques. Plusieurs méthodes ont été développées pour prédire le comportement d'un tel guide résonant. Nous allons nous concentrer sur l'une d'elle qui est l'approximation de dipôles ponctuels couplés (CDA de l'anglais Couple Dipole Approximation). Pour des particules de très petites tailles comme celles que nous utilisons (plus petite que la longueur d'onde), il est possible de limiter leur comportement oscillant à des dipôles ponctuels \vec{p} ([FEMIUS2006], [WEBER2004] et [HERNANDEZ2005]). Le champ

Chapitre II. Théorie et simulation

électrique créé par un dipôle ponctuel s'exprime alors :

$$\vec{E}_{dip} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left[\frac{\omega^2 \vec{p} - (\vec{p} \cdot \vec{R}) \vec{R}}{v^2 r} + \left(1 - \frac{i\omega r}{v}\right) \frac{3 \vec{R} (\vec{R} \cdot \vec{p}) - \vec{p}}{r^3} \right] e^{i\omega r/v - i\omega t} \quad (\text{II.1})$$

où \vec{R} est le vecteur unitaire orienté du dipôle. Le dipôle est encapsulé dans un milieu homogène de permittivité $\epsilon = n_{mat}^2 \epsilon_0$. La vitesse de la lumière dans le matériau est définie par $v = c/n_{mat}$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n_{mat} l'indice de réfraction du milieu environnant. Pour une chaîne linéaire de dipôles ponctuels espacés d'une distance d , le champ local créé au niveau d'un dipôle est l'addition du champ créé par tous les autres dipôles \vec{E}_{dip} et du champ macroscopique appliqué $E^{(ext)} \exp(i\omega t)$:

$$\vec{E}_{loc} = E^{(ext)} + \vec{E}_{dip} \quad (\text{II.2})$$

Par ailleurs, le moment dipolaire induit pour chaque particule est égal à sa polarisation $\alpha(\omega)$ multipliée par le champ local, d'où la relation :

$$\vec{p}_n = \alpha_s(\omega) \left\{ E_n^{(ext)} + \frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_{m \neq n} \left[\frac{\omega^2 \vec{p}_m - (\vec{p}_m \cdot \vec{R}) \vec{R}}{v^2 |n-m|d} + \left(1 - \frac{i\omega |n-m|d}{v}\right) \frac{3 \vec{R} (\vec{R} \cdot \vec{p}_m) - \vec{p}_m}{(|n-m|d)^3} \right] e^{i\omega |n-m|d/v} \right\} \quad (\text{II.3})$$

où $s = x, y, z$. Cette expression du moment dipolaire permet de tenir compte des effets radiatifs qui induisent un retard lors du couplage d'une particule à une autre et donc de tous les couplages entre les différentes particules de la chaîne. Ceci n'est pas le cas si l'on se place dans l'approximation quasi-statique [WEBER2004], [FEMIUS2006]. Pour établir l'expression de $\alpha_s(\omega)$, nous nous plaçons dans un premier temps dans l'approximation quasi-statique, la polarisation α_s s'écrit alors α_{1s} et est définie par ([BOHREN1998]) :

$$\alpha_{1s}(\omega) = 4\pi\epsilon abc \frac{\epsilon_m - n_{mat}^2}{3n_{mat}^2 + 3L_s(\epsilon_m - n_{mat}^2)} \quad (\text{II.4})$$

ϵ_m est la permittivité de la particule. Le coefficient de dépolarisation (aussi appelé facteur

II.1 Description des modèles analytique et numérique

de forme) L_s est donné par la relation [BOHREN1998] :

$$\begin{aligned}
 L_x &= \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dq}{(a^2 + q)[(q + a^2)(q + b^2)(q + c^2)]^{1/2}} \\
 L_y &= \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dq}{(b^2 + q)[(q + a^2)(q + b^2)(q + c^2)]^{1/2}} \\
 L_z &= \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dq}{(c^2 + q)[(q + a^2)(q + b^2)(q + c^2)]^{1/2}} \\
 L_x + L_y + L_z &= 1
 \end{aligned}
 \tag{II.5}$$

où a , b et c sont les rayons de l'ellipsoïde comme le montre la figure II.1.

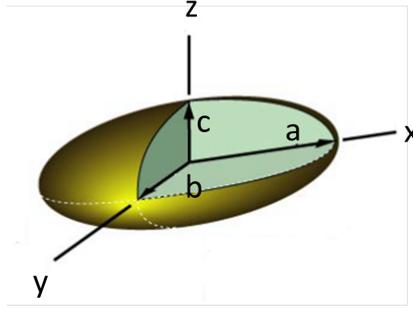


Figure II.1 – Schéma d'une nanoparticule ellipsoïdale. Ses demi-axes (rayons) sont notés a , b et c .

Nous utilisons le modèle de Drude pour obtenir la permittivité du métal ε_m , en l'occurrence l'or :

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}
 \tag{II.6}$$

Les coefficients $\omega_p = 1,26 \times 10^{16} \text{rad/s}$ et $\gamma = 1,35 \times 10^{14} \text{rad/s}$ permettent d'ajuster les valeurs de l'indice de réfraction de l'or tiré du Palik [PALIK1997] comme le montre la figure II.2.

Le champ électrique du dipôle n'est pas exprimé dans l'approximation électrostatique. Cette polarisabilité $\alpha_{1s}(\omega)$ doit donc être modifiée pour tenir compte des effets radiatifs. Cette correction est appelée "Modified Long-Wavelength Approximation" [KELLY2008], et revient à ajouter une correction radiative au champ local. Le moment dipolaire d'une particule s'écrit :

$$\vec{p} = \alpha_{1s}(\omega) \left[\vec{E}_{loc} + \vec{E}_{rad} \right]
 \tag{II.7}$$

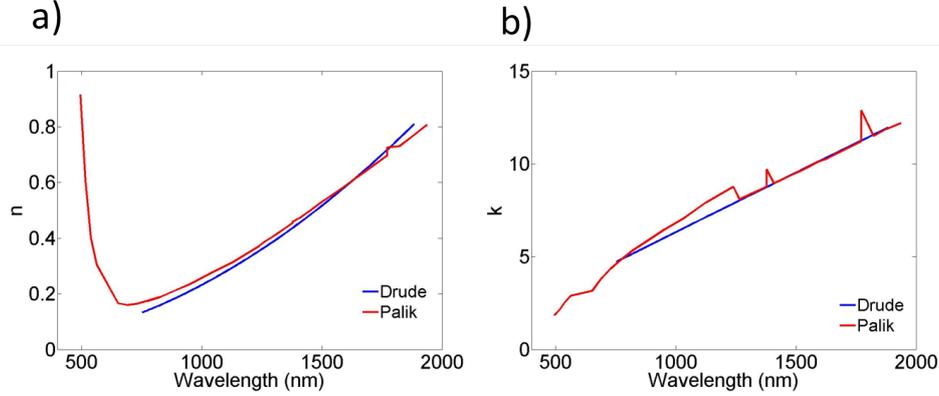


Figure II.2 – Tracé de la partie réelle et de la partie imaginaire respectivement en a) et b) de l'indice de réfraction de l'or en fonction de la longueur d'onde, pour des données expérimentales issues du Palik en rouge et avec le modèle de Drude en bleu.

où le terme de correction radiatif \vec{E}_{rad} est :

$$\vec{E}_{rad} = i \frac{2\omega^3}{3v^3} \vec{p} + \frac{\omega^2}{s_j v^2} \vec{p} \quad (\text{II.8})$$

Le terme $s_j = a, b$ ou c correspond au rayon. Le premier terme du membre de droite de l'équation II.8 décrit l'amortissement radiatif. Il découle de l'émission spontanée de radiation induite par le dipôle. Cette émission croît rapidement avec la taille des particules, et augmente la largeur de raie plasmonique. Le second terme provient de la dépolarisation du rayonnement à travers la surface des particules en raison du rapport fini entre la taille des particules et la longueur d'onde. Ce terme de dépolarisation dynamique provoque un déplacement vers le rouge de la résonance plasmon de surface comme si l'on augmentait la taille des particules. La polarisabilité devient alors :

$$\alpha_s(\omega) = \left(\frac{1}{\alpha_{1s}(\omega)} - \frac{2\omega^3}{3v^3} - \frac{\omega^2}{s_i v_s^2} \right)^{-1} \quad (\text{II.9})$$

Nous pouvons simplifier l'équation II.3 en tenant compte des différents modes d'excitation de la chaîne. Trois modes peuvent être excités comme le montre la figure II.3. Etant donné la configuration du guide d'onde, deux modes T1 et T2 peuvent être excités par les modes guidés. Le mode T2 peut être excité par un mode guidé TM. Il est cependant moins difficile de fabriquer des chaînes résonantes dans la gamme des fréquences télécoms avec des nanoparticules dont le grand axe est dans le plan de symétrie du guide. Nous allons donc nous intéresser au mode T1 de la chaîne excité par le mode guidé TE.

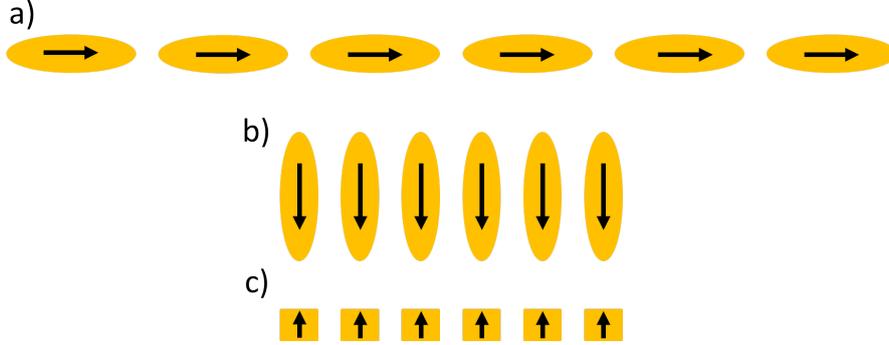


Figure II.3 – Schéma de l'orientation des moments dipolaires des particules pour les différents modes possibles : a) longitudinal (L), b) transverse 1 (T1) et c) transverse 2 (T2).

Pour une excitation transverse, les vecteurs \vec{R} et \vec{p}_m sont orthogonaux. Dès lors, l'équation II.3 se simplifie et devient :

$$\vec{p}_n = \alpha_s(\omega) \left\{ E_n^{(ext)} + \frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_{m \neq n} \left[\frac{\omega^2}{v^2} \frac{\vec{p}_m}{|n-m|d} + \left(1 - \frac{i\omega|n-m|d}{v} \right) \frac{(-\vec{p}_m)}{(|n-m|d)^3} \right] e^{i\omega|n-m|d/v} \right\}. \quad (\text{II.10})$$

Pour une chaîne possédant un nombre fini de nanoparticules, le moment dipolaire p_n est :

$$\vec{p}_n = \alpha_s(\omega) \left\{ E_n^{(ext)} + \frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_{m \neq n}^N \left[\frac{\omega^2}{v^2} \frac{\vec{p}_m}{|n-m|d} + \left(1 - \frac{i\omega|n-m|d}{v} \right) \frac{(-\vec{p}_m)}{(|n-m|d)^3} \right] e^{i\omega|n-m|d/v} \right\} \quad (\text{II.11})$$

le champ extérieur $E_n^{(ext)} = 4\pi\epsilon E_0 e^{i\omega X/v}$, $X = nd$ est la longueur de la chaîne et $E_0 = 1$. L'équation 11 est en réalité un système de N équations couplées à N inconnues p_n qui peuvent s'écrire sous forme matricielle :

$$\begin{aligned} \mathbf{M} \vec{P} &= \vec{E} \\ \vec{P} &= \mathbf{M}^{-1} \vec{E} \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

Chapitre II. Théorie et simulation

où \vec{P} et \vec{E} sont les vecteurs colonnes du moment dipolaire et du champ extérieur appliqué et la matrice \mathbf{M} à N lignes et N colonnes est définie par :

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{n,n} &= \frac{4\pi\varepsilon}{\alpha(w)}, n = 1, \dots, N \\ \mathbf{M}_{n,m \neq n} &= \frac{1}{d^3} \left(1 - \frac{i\omega|n-m|d}{v} - \frac{\omega^2|n-m|^2d^2}{v^2} \right) e^{i\omega|n-m|d/v} \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

A partir de l'équation II.13 nous pouvons obtenir la puissance ohmique dissipée ($\propto |\vec{p}_n|^2$) pour chaque particule de la chaîne en fonction de la longueur d'onde lors d'une excitation de la chaîne. Avant de passer au cas de l'optique guidée, considérons d'abord le cas simple d'une excitation de la chaîne par une onde plane. La figure II.4 illustre le principe du calcul. Une onde plane dont le champ électrique est orienté parallèlement au grand axe des nanoparticules excite les 50 particules composant la chaîne. Les dimensions des particules sont 240 nm \times 60 nm (figure II.4).

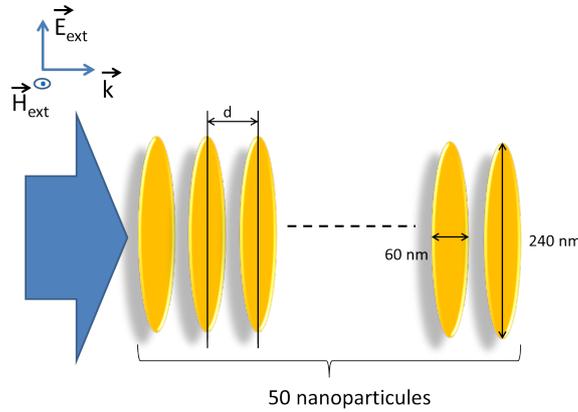


Figure II.4 – Schéma illustrant le calcul que nous réalisons avec le modèle de dipôles ponctuels couplés. Une onde plane dont le champ électrique est orienté parallèlement au grand axe de l'ellipsoïde excite une chaîne de nanoparticules composée de 50 ellipsoïdes espacées par une distance inter-particules d variable.

La figure II.5 représente la puissance ohmique dissipée ($\propto |\vec{p}_n|^2$) en fonction de la longueur d'onde pour trois distances inter-particules d : 80 nm, 120 nm et 150 nm.

Pour $d = 120$ nm et 150 nm, les courbes ont la même allure alors que pour $d = 80$ nm le comportement est totalement différent. Nous allons donc comparer les cas où $d = 120$ et 150 nm. Pour les deux distances, la première particule est excitée à plus courte longueur d'onde que la dernière. Ce phénomène a déjà été démontré théoriquement [HERNANDEZ2005], [FEMIUS2006] et expérimentalement [DeWAELE2007] pour des sphères d'argent. Il résulte

II.1 Description des modèles analytique et numérique

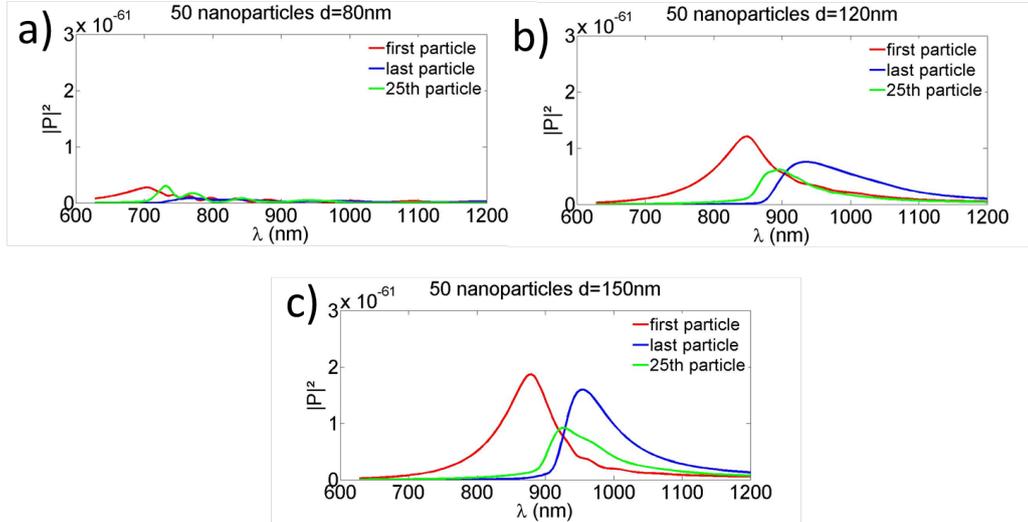


Figure II.5 – Tracé de $|p_n^{\vec{}}|^2$ (en $C^2.m^2$) pour la première, la 25^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 50 ellipsoïdes d'or de $240 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 25 \text{ nm}$ excitée par une onde plane. Distance inter-particules a) $d = 80 \text{ nm}$, b) 120 nm et c) 150 nm .

d'interférences constructives et destructives provoqués par les effets de retard dans le couplage des particules. L'approximation de dipôles ponctuels couplés est considérée comme valable pour des sphères si $d \geq 3a$ avec a le rayon de la nanosphère. Dans le cas d'ellipsoïdes en or, nous devons établir le domaine de validité du modèle en termes de taille et de distance inter-particules. Pour ce faire, nous allons utiliser une méthode de calcul numérique.

1.2 Modèles numériques

La plupart des problèmes électromagnétiques (voire même physiques) ne peuvent être résolus analytiquement. On a alors recours à des méthodes numériques de calcul qui permettent de simuler un grand nombre de structures différentes. Cependant, le choix de la méthode n'est pas anodin. En effet il n'existe pas une méthode permettant de simuler toutes les structures imaginables. Il faut donc tenir compte des paramètres physiques de la structure et des capacités du modèle numérique. Le but de cette thèse n'étant pas de construire un code numérique, nous allons très brièvement présenter la méthode FDTD (Finite Différences Time Domain ou "Différences Finies dans le Domaine Temporel en français") du logiciel commercial de FDTD 3D Lumerical utilisé dans cette thèse.

La FDTD a été introduite par Yee [YEE1966] et affinée par Taflove [TAFLOVE1995], elle permet de résoudre numériquement les équations de Maxwell dans le domaine temporel et ce, sur une très large bande de fréquence en une seule simulation. Le principe de la méthode

consiste à calculer la réponse électromagnétique de la structure à une impulsion incidente. La résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel en fait une méthode très bien adaptée au calcul de la propagation de la lumière. Elle est donc très utilisée par la communauté de l'optique guidée. Il est relativement facile d'introduire la permittivité d'un matériau dispersif et complexe, ce qui en fait une méthode très prisée par la communauté de la plasmonique.

1.3 Comparaison entre le modèle de dipôles ponctuels couplés et la FDTD 3D

Pour valider notre modèle analytique nous utilisons la même configuration que celle de la figure II.4 que nous introduisons dans le modèle de FDTD. La puissance optique dissipée est calculée pour la 1^{ère}, la 25^{ème} et la dernière particule. Les figures II.6, II.8, II.11, montrent une comparaison entre la CDA et la FDTD. Dans le modèle CDA nous traçons $|p|^2$ qui est proportionnelle à la puissance ohmique dissipée et avec la FDTD nous traçons la puissance normalisée par la puissance de l'onde incidente.

1.3.1 Distance inter-particules $d = 80$ nm

La figure II.6 compare le résultat obtenu entre la FDTD et la CDA pour une distance inter-particules de 80 nm.

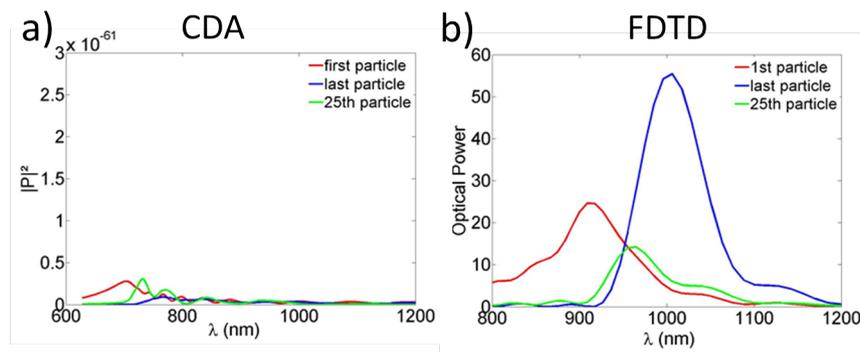


Figure II.6 – Comparaison entre la CDA en a) et la FDTD en b) de la puissance optique déposée dans la première, la 25^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 50 ellipsoïdes d'or de 240 nm × 60 nm × 25 nm excités par une onde plane et espacés de 80 nm.

Les deux courbes ont une allure radicalement différente. Le modèle CDA nous donne un comportement chaotique de la chaîne alors que la FDTD présente un maximum de puissance optique à 908 nm pour la première particule, à 965 nm pour la 25^{ème} particule et à 1006 nm pour la dernière. De plus, les courbes de puissance de la première et de la dernière particule se

II.1 Description des modèles analytique et numérique

croisent à 950 nm ce qui signifie que ces deux particules sont excitées avec la même puissance dans ce cas. Nous observons aussi que la 25^{ème} particule est excitée à cette longueur d'onde mais avec une puissance très légèrement plus faible. Les deux modèles ne s'accordent pas pour cette valeur de d . Il est possible que nos particules n'aient pas un comportement dipolaire, ce qui expliquerait ce désaccord. Pour nous en assurer, nous avons tracé les cartographies de l'intensité du champ électrique pour les longueurs d'onde où les maxima de puissance de la 1^{ère} et de la dernière particule sont obtenus (figure II.7).

Les cartographies de l'intensité du champ électrique sont celles attendues dans le cas de dipôles couplés. Notre approximation de dipôles couplés semblant correcte, nous allons continuer à vérifier si le désaccord n'est pas dû à la valeur de la distance inter-particules d .

1.3.2 Distance inter-particules $d = 120$ nm

La figure II.8 montre un comportement similaire de la chaîne de nanoparticules, calculé par CDA et FDTD, pour une distance $d=120$ nm : trois maxima de puissance sont obtenus à différentes longueurs d'onde, un pour la 1^{ère}, un pour la 25^{ème} et un pour la dernière particule comme l'avait montré la FDTD avec $d = 80$ nm. Cependant, des différences entre les deux modèles sont encore visibles. Avec la CDA, la puissance dissipée dans la 1^{ère} particule est la plus importante alors qu'en FDTD, c'est la dernière particule qui présente la puissance la plus élevée. Les courbes de la 25^{ème} et de la dernière particule paraissent plus dissymétriques en CDA qu'en FDTD. Enfin, la position spectrale des maxima est décalée vers le rouge en FDTD par rapport à la CDA d'environ 80 nm (tableau II.9).

La distance d est donc un paramètre important qui influence les performances du modèle CDA. Nous allons augmenter cette distance et poursuivre la comparaison avec la FDTD.

1.3.3 Distance inter-particules $d = 150$ nm

Comme pour $d = 120$ nm, la figure II.11 montre que les allures des courbes obtenues en CDA et en FDTD sont similaires. Encore une fois, la puissance la plus élevée est dissipée dans la 1^{ère} particule en CDA alors qu'en FDTD elle l'est dans la dernière. Les différences perçues entre la FDTD et la CDA pour la 25^{ème} et la dernière particule sont néanmoins beaucoup moins importantes que pour $d = 120$ nm. Les écarts des positions spectrales des différents maxima de transmission et du croisement des courbes de la première et de la dernière particules entre les deux modèles sont aussi moins importantes que pour $d = 120$ nm (tableau de la figure II.12). Les tracés des cartographies de l'intensité du champ électrique pour différentes longueurs d'ondes corroborent les calculs de puissance (figure II.13).

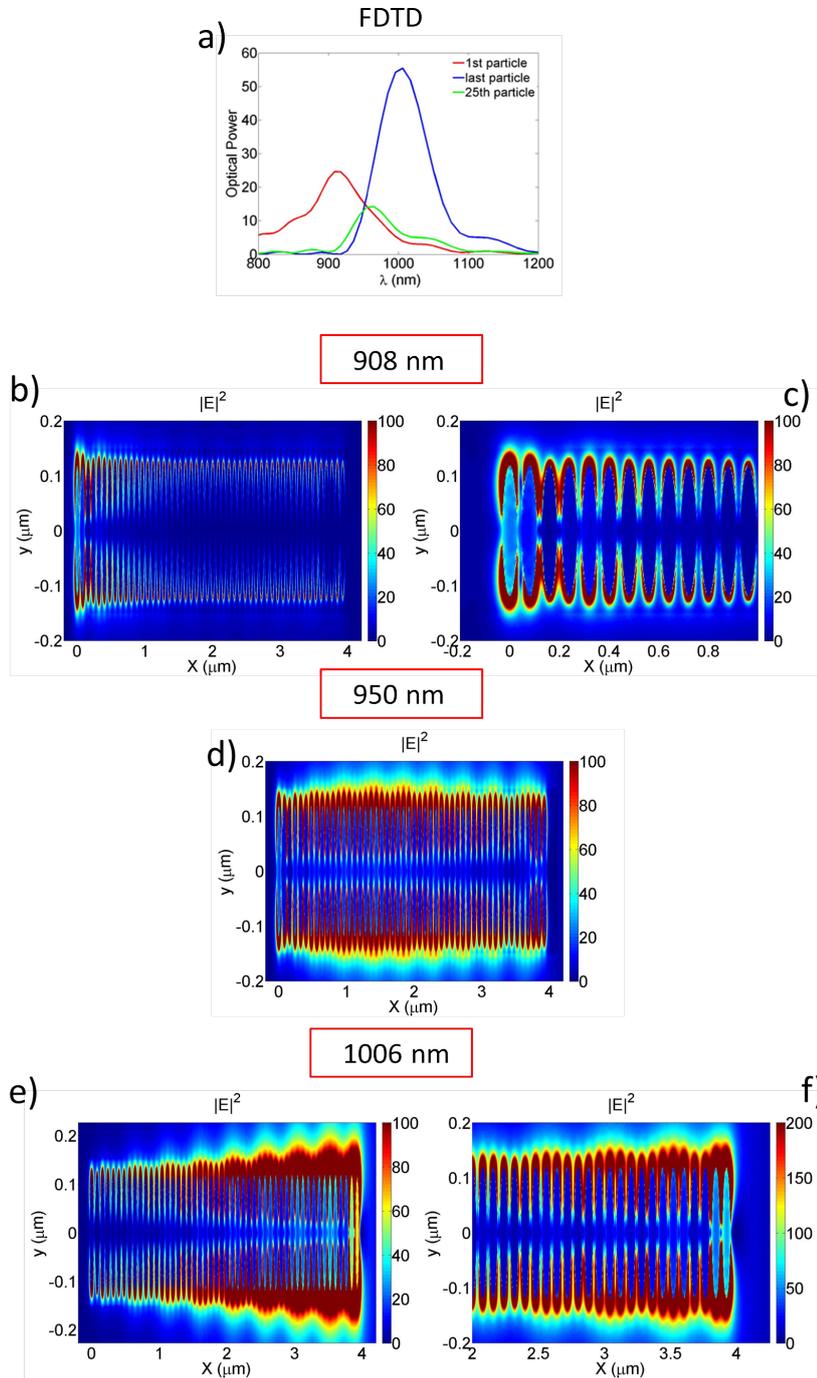


Figure II.7 – a) Tracé de la puissance optique pour la première, la 25^{ème} et la dernière particule d’une chaîne de 50 ellipsoïdes d’or de 240 nm × 60 nm × 30 nm excitées par une onde plane et espacées de 80 nm. b), c), d), e) et f) sont les coupes transverses de l’intensité du champ électrique dans la chaîne de nanoparticules. c) et f) représentent des zooms du début et respectivement de la fin de la chaîne.

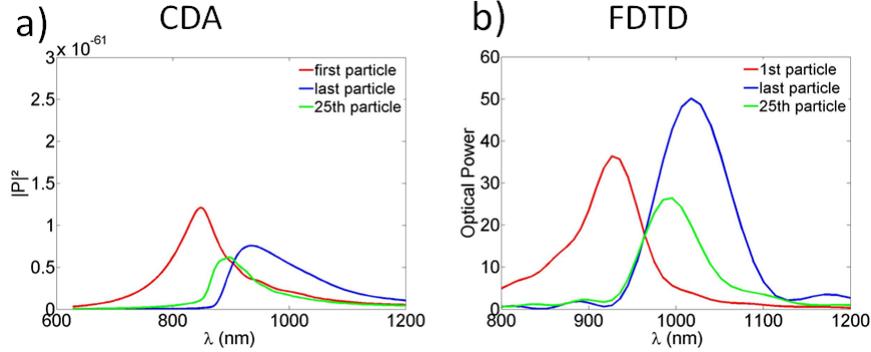


Figure II.8 – Comparaison entre la CDA en a) et la FDTD en b) de la puissance optique déposée dans la première, la 25^{ème} et la dernière particule d’une chaîne de 50 ellipsoïdes d’or de 240 nm × 60 nm × 25 nm excitées par une onde plane et espacées de 120 nm.

Position	CDA	FDTD
1 ^{ère} particule	849 nm	927 nm
25 ^{ème} particule	897 nm	996 nm
dernière particule	942 nm	1017 nm
croisement 1 ^{ère} et dernière particule	901 nm	965 nm

Figure II.9 – Positions spectrales des différents maxima de transmission obtenue en CDA et en FDTD pour d = 120 nm.

1.3.4 Discussion et validité du modèle CDA

Lorsque l’on compare les résultats obtenus en FDTD pour d = 150 nm et d = 120 nm qui sont très similaires, les positions spectrales des maxima de puissance sont les mêmes alors qu’elles sont décalées d’environ 15 nm vers les basses longueurs d’onde pour d = 80 nm. En effet, dans le cas où d=80 nm, les particules sont très proches les unes des autres, les champs électriques des dipôles interagissent très fortement et le couplage dipolaire n’est alors pas optimum [QUINTEN1998].

Pour d = 80 nm le modèle analytique n’est pas valide. En effet, les différences entre la CDA et la FDTD sont flagrantes, alors que pour d = 120 nm les différences dans les résultats des deux modèles sont moins grandes et s’atténuent encore pour d = 150 nm. L’approximation du dipôle ponctuel n’est pas valable pour d = 80 nm, car les particules sont trop proches les unes des autres pour "voir" leurs voisines comme des points.

Les différences de positions spectrales des maxima de puissances entre les deux modèles sont imputables à la taille finie des ellipsoïdes.

Malgré ces différences, le modèle analytique basé sur l’approximation des dipôles ponctuels

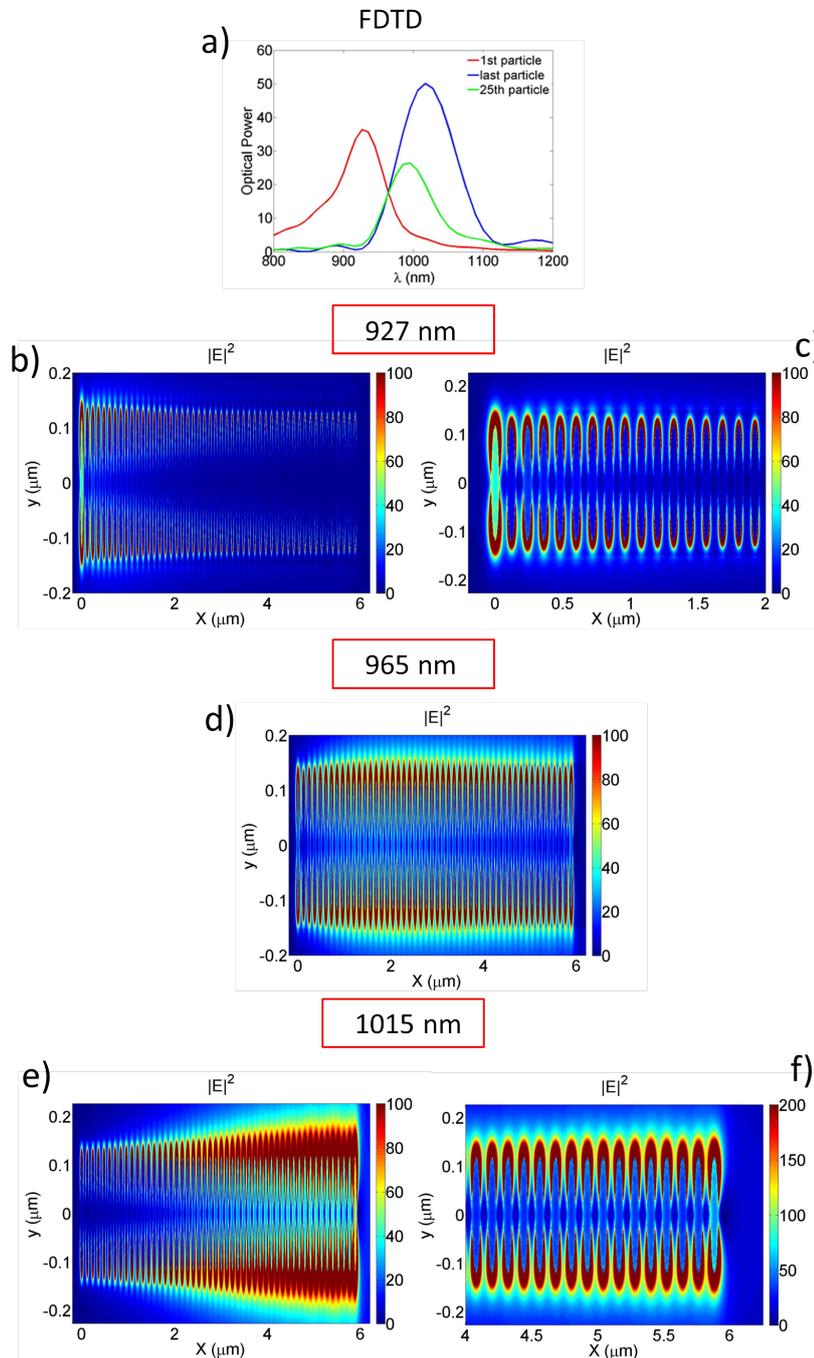


Figure II.10 – a) Tracé de la puissance optique pour la première, la 25^{ème} et la dernière particule d’une chaîne de 50 ellipsoïdes d’or de $240 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 25 \text{ nm}$ excitées par une onde plane et espacées de 120 nm . b), c), d), e) et f) sont les coupes transverses de l’intensité du champ électrique dans la chaîne de nanoparticules. c) et f) représentent des zooms du début et respectivement de la fin de la chaîne.

couplés permet de décrire qualitativement le comportement d’une chaîne de nanoparticules excitée par une onde plane. Comme nous le verrons par la suite, il faut toutefois que la distance

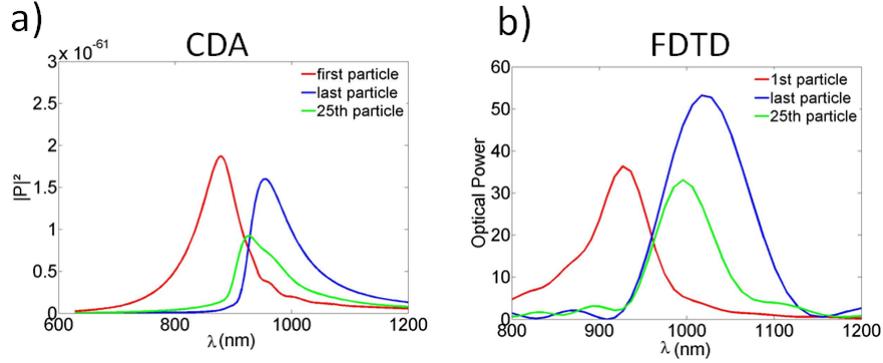


Figure II.11 – Comparaison entre la CDA en a) et la FDTD en b) de la puissance optique déposée dans pour la première, la 25^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 50 ellipsoïdes d'or de 240 nm × 60 nm × 25 nm excitées par une onde plane et espacées de 150 nm.

Position	CDA	FDTD
1 ^{ère} particule	880 nm	927 nm
25 ^{ème} particule	926 nm	996 nm
dernière particule	956 nm	1017 nm
croisement 1 ^{ère} et dernière particule	926 nm	965 nm

Figure II.12 – Positions spectrales des différents maxima de transmission obtenue en CDA et en FDTD pour d =150 nm.

inter-particules soit supérieure au rayon du grand axe de l'ellipsoïde ($d > a$). Le modèle nous est très utile pour dimensionner rapidement la taille des nanoparticules possédant une résonance plasmon de surface localisé aux fréquences souhaitées.

De plus, notre modèle CDA est le seul outil à notre disposition pour obtenir la relation de dispersion d'une chaîne de nanoparticules.

1.4 Relation de dispersion d'une chaîne infinie de nanoparticules

Nous allons à présent décrire les calculs permettant d'obtenir la relation de dispersion d'une chaîne infinie de nanoparticules à partir de notre modèle CDA. Partons de l'équation II.14 :

$$\vec{p}_n = \alpha_s(\omega) \left\{ E_n^{(ext)} + \frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_{m \neq n} \left[\frac{\omega^2}{v^2} \frac{\vec{p}_m}{|n-m|d} + \left(1 - \frac{i\omega|n-m|d}{v} \right) \frac{(-\vec{p}_m)}{(|n-m|d)^3} \right] e^{i\omega|n-m|d/v} \right\} \quad (\text{II.14})$$

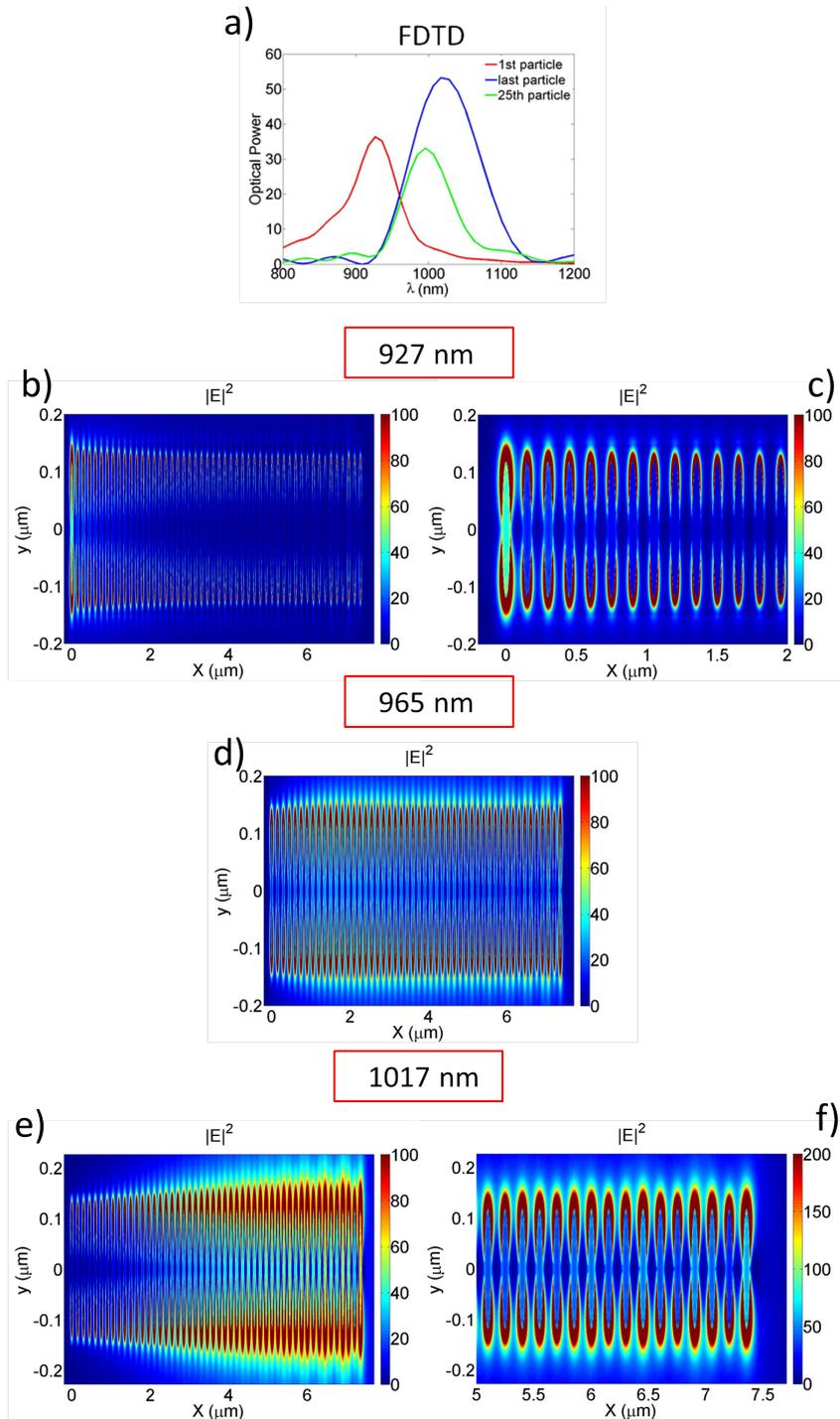


Figure II.13 – a) Tracé de la puissance pour la première, la 25^{ème} et la dernière particule d’une chaîne de 50 ellipsoïdes d’or de $240 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 25 \text{ nm}$ excitées par une onde plane et espacées de 150 nm . b), c), d), e) et f) sont les coupes transverses de l’intensité du champ électrique dans la chaîne de nanoparticules. c) et f) représentent des zooms du début et respectivement de la fin de la chaîne.

II.1 Description des modèles analytique et numérique

Nous considérons une chaîne infinie : rechercher la relation de dispersion revient à déterminer ses modes propres. Le champ excitateur est alors nul ($E_n^{(ext)} = \vec{0}$) :

$$\begin{aligned} \vec{p}_n = \alpha_s(\omega) \left\{ \frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_{m \neq n} \left[\frac{\omega^2}{v^2} \frac{\vec{p}_m}{|n-m|d} \right. \right. \\ \left. \left. + \left(1 - \frac{i\omega|n-m|d}{v} \right) \frac{(-\vec{p}_m)}{(|n-m|d)^3} \right] e^{i\omega|n-m|d/v} \right\} \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

Nous considérons toutes les nanoparticules identiques. Leurs moments dipolaires s'expriment alors par $\vec{p}_n = e^{inkd}$. En posant $j = |n-m|$ on obtient :

$$0 = 1 + 2 \frac{\alpha(\omega)}{4d^3\pi\epsilon} \sum_{j=1}^{\infty} \left[-\frac{\omega^2 d^2}{v^2 j} + \left(1 - \frac{i\omega jd}{v} \right) \frac{1}{j^3} \right] \cos(kdj) e^{i\omega jd/v} \quad (\text{II.16})$$

Dans l'équation II.16 une série apparaît :

$$\sum(\omega, k) = \sum_{j=1}^{\infty} \left[\left(1 - \frac{i\omega jd}{v} \right) \frac{1}{j^3} - \frac{\omega^2 d^2}{v^2 j} \right] \cos(kdj) e^{i\omega jd/v} \quad (\text{II.17})$$

Cette série diverge lentement pour des fréquences possédant une partie imaginaire négative. Elle peut néanmoins être évaluée en termes de polylogarithmes [FEMIUS2006] :

$$\begin{aligned} \sum(\omega, k) = & \left[Li_3 \left(e^{i(\omega/v-k)d} \right) + Li_3 \left(e^{i(\omega/v+k)d} \right) \right] \\ & - \frac{i\omega d}{v} \left[Li_2 \left(e^{i(\omega/v-k)d} \right) + Li_2 \left(e^{i(\omega/v+k)d} \right) \right] \\ & - \left(\frac{i\omega d}{v} \right)^2 \left[Li_1 \left(e^{i(\omega/v-k)d} \right) + Li_1 \left(e^{i(\omega/v+k)d} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

Nous renvoyons à la référence [FEMIUS2006] pour la définition des fonctions polylogarithmes $Li_j(x)$.

En injectant l'équation II.17 dans II.18, il est possible de tracer la partie réelle et la partie imaginaire de la relation de dispersion d'une chaîne de nanoparticules. Pour tracer ces relations de dispersion, nous avons utilisé le logiciel MATHEMATICA où la fonction polylogarithme est introduite.

La figure II.14 montre les parties réelles et imaginaires de la relation de dispersion du mode

T1 d'une chaîne infinie de nanoparticules dans l'air. Deux branches de dispersion sont visibles, une au dessus de la ligne de lumière et une au dessous (II.14 a)). Cet anti-croisement de la relation de dispersion est induit par la création d'un polariton résultant du couplage entre un photon et un plasmon de surface. En dessous du cône de lumière, la chaîne de nanoparticules se comporte comme un guide d'onde plasmonique, l'énergie se propage alors par couplage dipolaire de particule en particule [FEMIUS2009]. Au dessus de la ligne de lumière, les modes de la chaîne de nanoparticules se couplent avec les modes radiatifs et se propagent avec de fortes pertes comme le montre la partie imaginaire de la relation de dispersion à la figure II.14. En dessous de la ligne de lumière les pertes radiatives sont nulles. Seules les pertes ohmiques sont présentes (II.14 b)).

Notre modèle ne permet d'obtenir que des relations de dispersion pour des chaînes de nanoparticules plongées dans un milieu homogène. Obtenir cette relation de dispersion dans un milieu dissymétrique nécessite des calculs très complexes. En effet, nous savons que lorsqu'une particule entre en résonance plasmon de surface localisé elle génère un dipôle. L'onde sphérique induite par le dipôle se propage dans le substrat et va exciter les particules voisines avec des vecteurs \vec{k} différents suivant la position de la particule. En d'autres termes, les coefficients de Fresnel induits par le dipôle doivent être introduits dans le modèle. Ce calcul n'est pas trivial, car les vecteurs \vec{k} ne sont pas constants. A notre connaissance, seul Simsek [SIMSEK2010] a résolu ce problème, pour une chaîne finie, en calculant numériquement par la méthode de la fonction de Green les coefficients de Fresnel engendrés par un dipôle ponctuel dans une multi-couche de diélectriques. La dernière étape de son calcul est de déterminer la nouvelle polarisabilité d'une particule en présence du substrat, puis de résoudre l'équation finale permettant d'obtenir la relation de dispersion de la même manière que dans un milieu homogène.

2 Méthode de dimensionnement des nanoparticules (pour une chaîne résonnante à une longueur d'onde donnée)

Dimensionner la taille et la forme des nanoparticules pour qu'elles résonnent à une longueur d'onde donnée n'est pas chose aisée. En effet, la position spectrale de la résonance dépend de la forme, de la taille ainsi que du milieu environnant. La méthode FDTD est précise et permet de simuler toutes sortes de structures, mais elle demande beaucoup de temps et de mémoire. Dès lors, nous utilisons le modèle CDA pour pré-dimensionner les nanoparticules qui seront ensuite utilisées pour simuler le couplage entre la chaîne de nanoparticules et un guide d'onde diélectrique avec la FDTD. Dans le paragraphe qui suit, nous allons utiliser le modèle

II.2 Méthode de dimensionnement des nanoparticules (pour une chaîne résonnante à une longueur d'onde donnée)

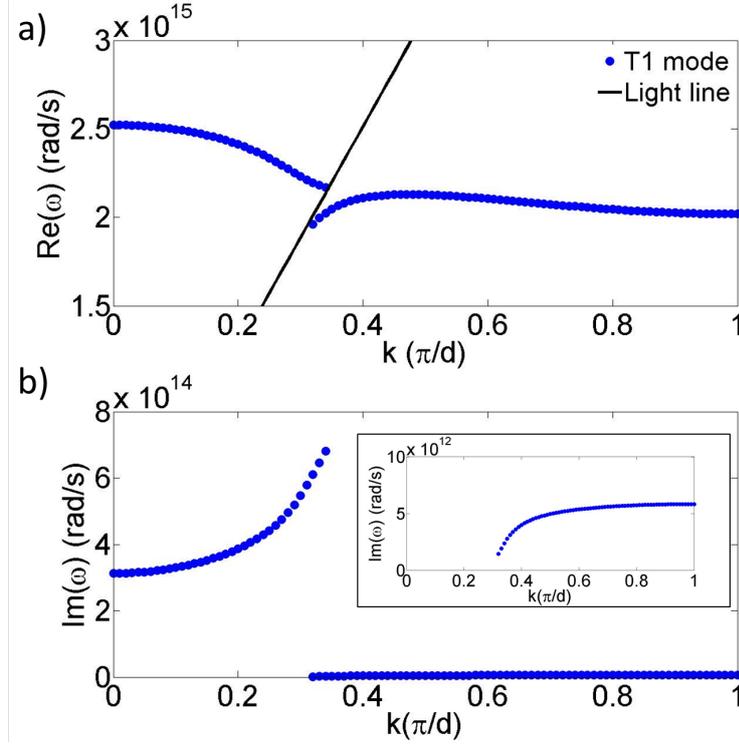


Figure II.14 – Partie réelle a) et imaginaire b) de la relation de dispersion du mode T1 d’une chaîne infinie d’ellipsoïdes d’or de $240 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 25 \text{ nm}$ dans l’air, les particules sont espacées de $d=150 \text{ nm}$. En insert zoom sur la partie inférieure de la courbe.

CDA pour étudier le comportement de différentes chaînes de nanoparticules immergées dans différents milieux.

2.1 Etude du couplage entre les particules dans l’air

2.1.1 Puissance en 3 points d’une chaîne finie pour différentes distances d

Dans le paragraphe 1.3 nous avons montré que le modèle CDA est valable pour une distance inter-particules d supérieure ou égale à 150 nm . A présent, nous allons utiliser ce modèle afin de tracer $|p|^2$ pour la première, la 25^{ème} particule et la dernière particule d’une chaîne de 50 particules en fonction de la longueur d’onde en variant la distance d (figure II.15). Ces courbes montrent que plus on augmente d , plus le maximum de puissance dissipée dans la 25^{ème} particule augmente, alors que le maximum de $|P|^2$ diminue pour la première et à la dernière particule.

La figure II.16 a) montre l’évolution de la différence de position spectrale entre les maxima de puissance déposés dans la 1^{ère} particule et la dernière particule respectivement ($\Delta\lambda$). C’est un critère important, car $\Delta\lambda = 0$ signifie que les particules se comportent comme des particules

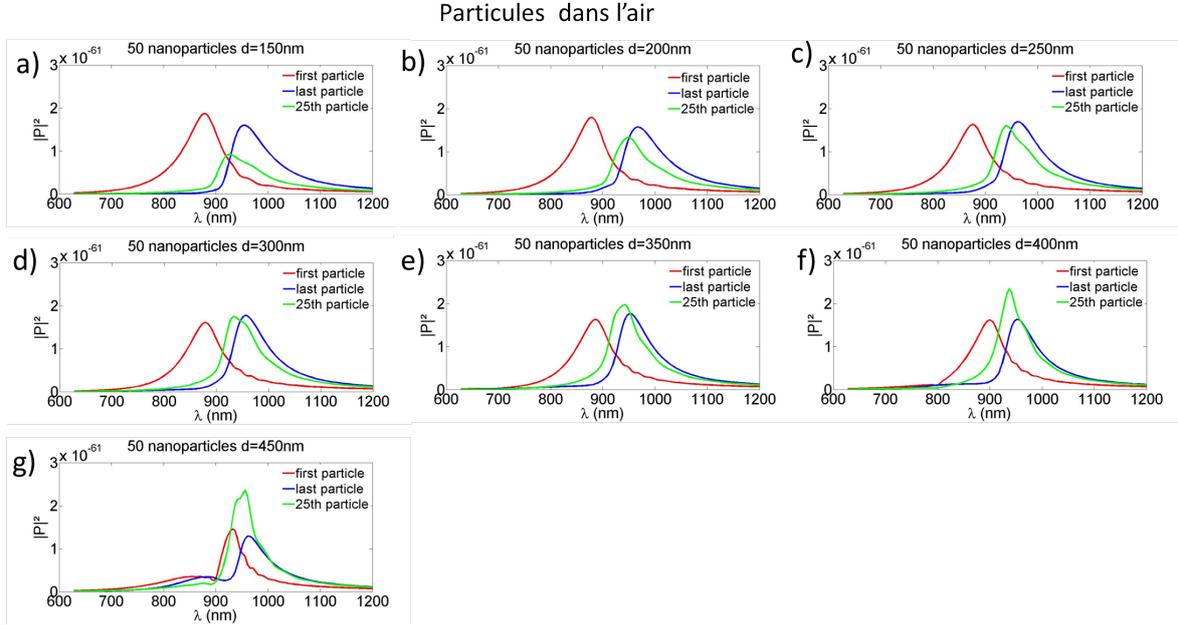


Figure II.15 – Tracé de la puissance pour la première, la 25^{ème} et la dernière particule d’une chaîne de 50 ellipsoïdes d’or de 240 nm × 60 nm × 25 nm excités par une onde plane et espacés de 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

isolées et que l’énergie ne peut plus être transportée d’une particule à l’autre. Ceci se produit lorsque la distance inter-particules d est trop grande ; il n’y alors plus de couplage dipolaire. Par contre, plus l’ensemble des particules se comporte comme une chaîne dans laquelle le couplage dipolaire est important, plus $\Delta\lambda$ est élevé. Il est alors possible de déterminer une distance inter-particules d qui permet le meilleur transport de l’énergie à travers la chaîne de particules. Pour la chaîne de la figure II.16 a), $\Delta\lambda$ est maximum pour $d=200$ nm alors qu’il est minimum pour $d=450$ nm. Le comportement comme chaîne de dipôles couplés est donc à priori optimal à 200 nm.

Cependant, la différence $\Delta\lambda$ n’est pas le seul critère dont nous devons tenir compte pour déterminer la distance inter-particules optimale. La figure II.15 montre que les $|p|^2$ de la 1^{ère} et de la dernière particule se croisent : pour une longueur d’onde donnée, la puissance est alors la même au début de la chaîne et à la fin. Nous appellerons cette longueur d’onde λ_{crois} . Le $|p|^2$ de la 25^{ème} particule ne croise pas les deux autres courbes à la même longueur d’onde. La puissance n’est donc pas la même à chaque endroit de la chaîne. Nous cherchons donc à obtenir la distance inter-particules permettant d’avoir la répartition de puissance la plus homogène dans la chaîne (nous verrons dans les paragraphes suivant que le couplage entre le guide diélectrique et la chaîne de nanoparticules est optimal lorsque les particules sont toutes excitées).

La figure II.16 b) montre que la répartition de puissance est en plus homogène (donc $\Delta|p|^2$

II.2 Méthode de dimensionnement des nanoparticules (pour une chaîne résonnante à une longueur d'onde donnée)

le plus faible) à la longueur d'onde de croisement qui correspond à une chaîne de particules avec $d=150$ nm. A l'inverse, pour $d=450$ nm, $|p|^2$ est le moins bien réparti. Donc pour une chaîne de particules la distance inter-particules $d=150\text{nm}/200$ nm paraît être la mieux appropriée pour obtenir un bon couplage dipolaire entre les particules ainsi qu'une répartition homogène de puissance à λ_{crois} . Cependant cette distance possède une marge de tolérance assez grande puisque de $d=150$ à $d=300$ nm, le comportement en chaîne de dipôles couplés est encore valable. Pour $d > 300$ nm, les particules tendent à ce comporter comme des particules non couplées.

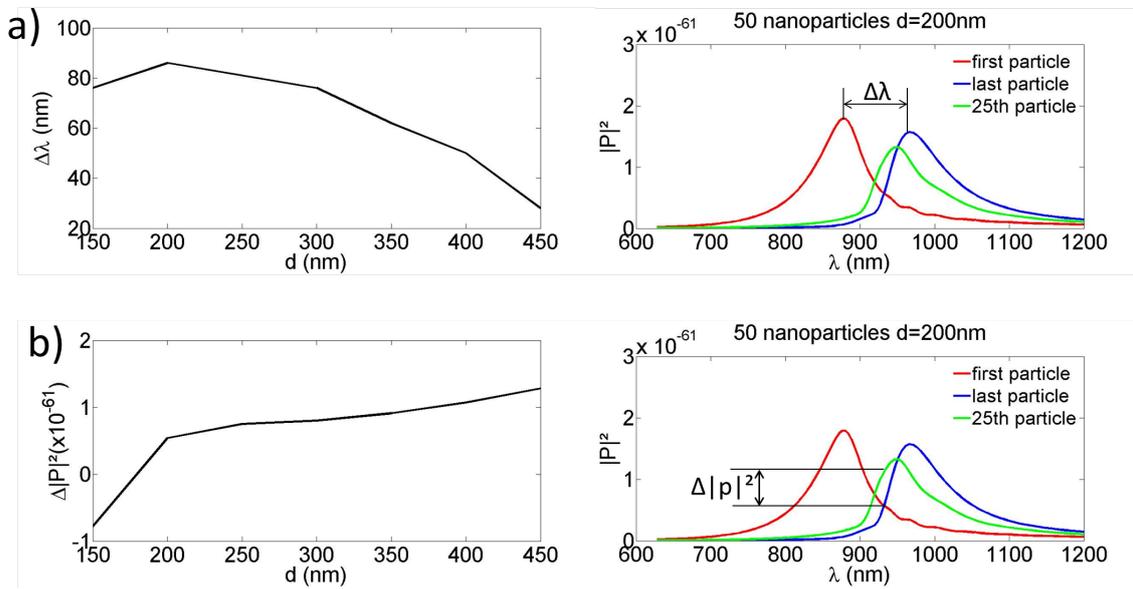


Figure II.16 – a) Evolution de la différence de position spectrale entre les maxima de puissance dissipées dans la dernière et la 1^{ère} particule respectivement, $\Delta\lambda$. b) $\Delta|p|^2$ est la différence de $|p|^2$ au croisement des courbes de $|p|^2$ pour la 1^{ère} et la dernière particule (λ_{crois}). Le nombre total de particules reste 50.

2.1.2 Puissance en 3 points de la chaîne finie pour différentes longueurs de chaîne

Nous allons réaliser la même étude en variant la longueur de la chaîne, c'est à dire le nombre de nanoparticules qui la compose. Quatre chaînes de nanoparticules sont comparées : une chaîne de 50 nanoparticules, une chaîne de 20 nanoparticules, une chaîne de 10 nanoparticules et une chaîne de 5 nanoparticules. La taille des nanoparticules des chaînes sont les mêmes, soit 240 nm \times 60 nm \times 25 nm.

Les figures II.17, II.18, II.19 montrent la puissance pour la 1^{ère} particule, la particule du milieu et la dernière particule d'une chaîne de 20, 10 et 5 ellipsoïdes. Ces courbes ont une même allure globale, mais une observation détaillée permet de remarquer que le $|p|^2$ pour la dernière particule, à distance d fixée, diminue lorsque la taille de la chaîne est réduite contrairement à la

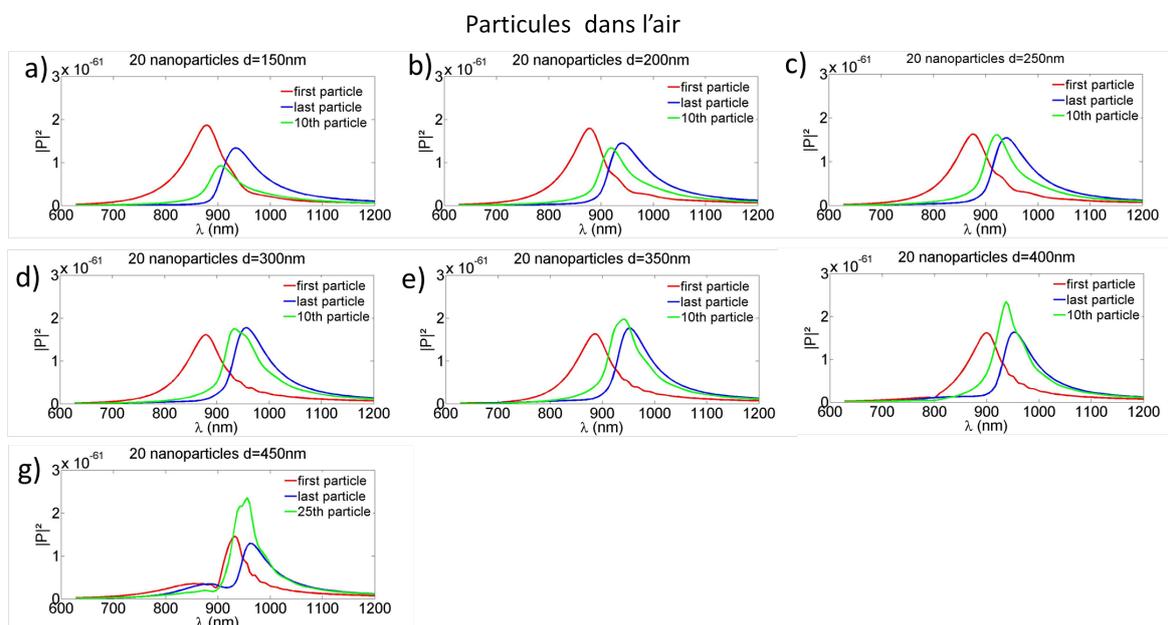


Figure II.17 – Tracé de la puissance pour la première, la 10^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 20 ellipsoïdes d'or de 240 nm × 60 nm × 25 nm excitée par une onde plane et avec une distance inter-particules de 150 nm (a), 200 nm (b), 250 nm (c), 300 nm (d), 350 nm (e), 400 nm (f), 450 nm (g).

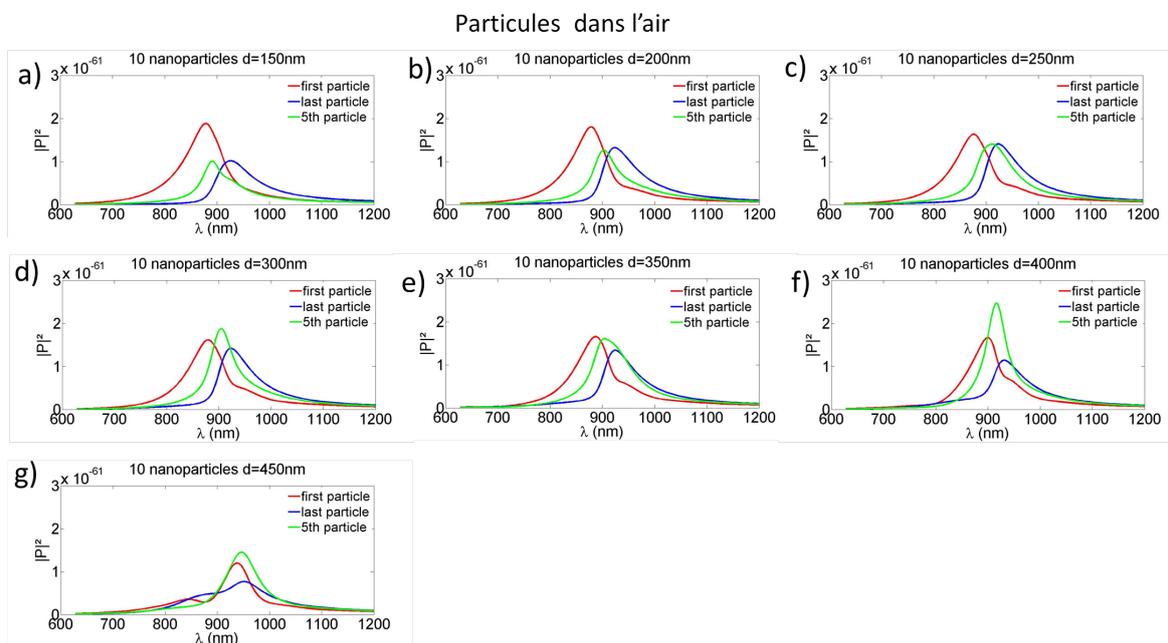


Figure II.18 – Tracé de la puissance pour la première, la 5^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 10 ellipsoïdes d'or de 240 nm × 60 nm × 25 nm excitée par une onde plane et avec une distance inter-particules de 150 nm (a), 200 nm (b), 250 nm (c), 300 nm (d), 350 nm (e), 400 nm (f), 450 nm (g).

II.2 Méthode de dimensionnement des nanoparticules (pour une chaîne résonnante à une longueur d'onde donnée)

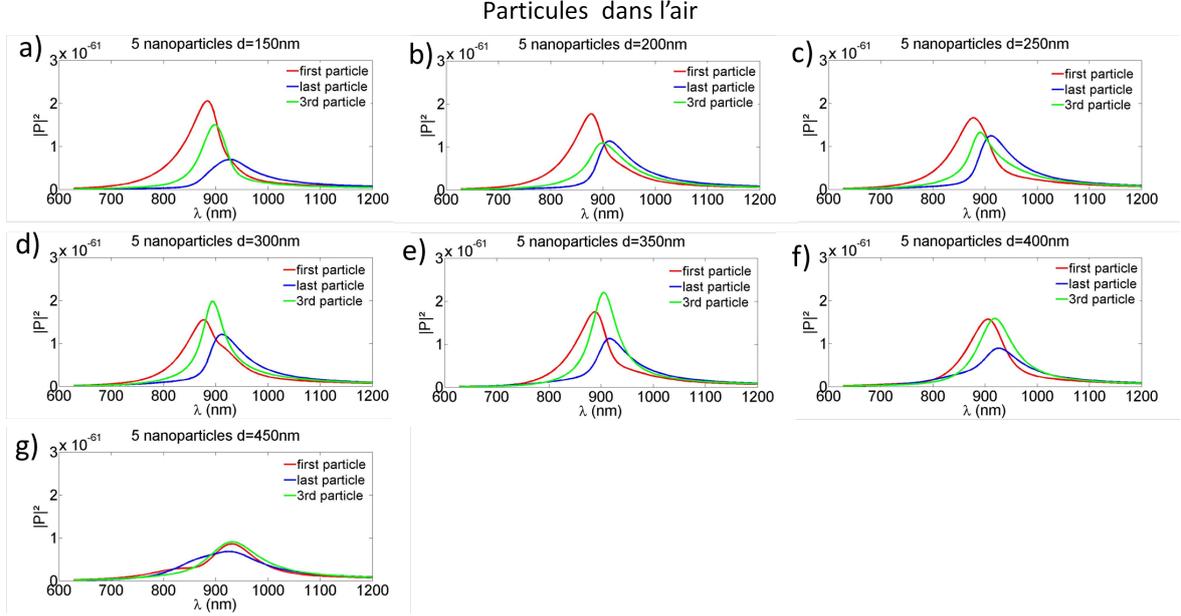


Figure II.19 – Tracé de la puissance pour la première, la 3^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 5 ellipsoïdes d'or de $240 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 25 \text{ nm}$ excités par une onde plane et espacés de 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

première particule pour qui la valeur de $|p|^2$ varie peu lorsque la taille de la chaîne change. La position spectrale du maximum de la première particule pour un même d varie peu alors que, plus la chaîne est réduite, plus la position spectrale du maximum de la dernière particule se décale vers les basses longueurs d'onde. Ceci est causé par la diminution du nombre de modes de résonance de la chaîne, qui diminue en fonction du nombre de particules la constituant [WEBER2004].

La figure II.20 a) représente le tracé de la différence de position spectrale entre les maxima de puissance déposée dans la dernière et la 1^{ère} particule, respectivement, $\Delta\lambda$, en fonction de d . La figure II.20 b) montre la différence $\Delta|p|^2$ entre la puissance ohmique dissipée dans la particule centrale et celle dissipée dans la 1^{ère} et la dernière particule à la longueur d'onde λ_{crois} en fonction de la distance inter-particules d . Ces courbes montrent que $\Delta\lambda$ diminue avec le nombre de nanoparticules contrairement à $\Delta|p|^2$ qui croît. De plus, pour des chaînes de 20 et 50 nanoparticules, l'évolution de $\Delta\lambda$ et de $\Delta|p|^2$ en fonction de d est assez similaire. Pour des chaînes de 5 et 10 nanoparticules, les évolutions diffèrent sensiblement, notamment pour une chaîne de 5 particules. Une chaîne de 20 ou 50 particules peut être considérée comme une chaîne infinie, le comportement variant peu avec le nombre de particules. Une chaîne de 5 particules ne peut être considérée comme telle dès lors que la taille finie explique les modifications obtenues [FEMIUS2006]. Une chaîne de 10 nanoparticules est un cas intermédiaire. En effet, le nombre

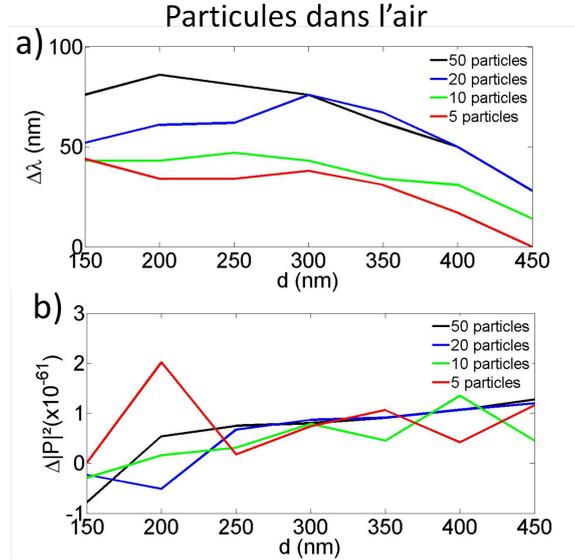


Figure II.20 – a) Evolution de la différence de position spectrale entre les maxima de puissance déposée dans la dernière et la 1^{ère} particule respectivement $\Delta\lambda$. b) $\Delta|p|^2$ est la différence de $|p|^2$ au croisement des courbes de $|p|^2$ pour la 1^{ère} et la dernière particule (λ_{crois}) pour $d=150$ nm, 200 nm, 250 nm, 300 nm, 350 nm, 400 nm et 450 nm. Le nombre de particules varie de 5 à 50.

de particules n'est pas suffisant pour posséder un comportement de chaîne infinie, mais il limite l'importance des effets de taille finie de la chaîne.

2.2 Influence du milieu environnant

Nous avons précédemment étudié le comportement de chaînes de nanoparticules dans l'air. Or, la résonance plasmon de surface localisé est sensible au milieu extérieur. Dès lors, le comportement d'une chaîne de nanoparticules métalliques peut en être affecté.

Dans ce sous-chapitre, nous allons regarder successivement les cas où la chaîne est immergée dans du nitrure de silicium, dans un milieu d'indice égal à l'indice effectif fondamental d'un guide d'onde en nitrure de silicium, dans du silicium et dans un milieu d'indice égal à l'indice effectif fondamental d'un guide d'onde SOI. Dans chaque cas, nous extrairons les grandeurs $\Delta|p|^2$ et $\Delta\lambda$ (définies sur la figure II.20) pour différentes longueurs de chaînes et différentes distances inter-particules.

2.2.1 chaîne de nanoparticules d'or dans du nitrure de silicium

Le nitrure de silicium Si_3N_4 est un matériau qui est transparent du visible à l'infrarouge. De plus, son indice de réfraction est d'environ 2 comme de nombreux autres matériaux (Y_2O_3 ,

II.2 Méthode de dimensionnement des nanoparticules (pour une chaîne résonnante à une longueur d'onde donnée)

$LiNbO_3$, $SrTiO_3$...) utilisés dans ces gammes de fréquence ce qui en fait un matériau de choix. Considérons des nanoparticules de même taille ($240 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 25 \text{ nm}$) et de même forme (ellipsoïde), encapsulées dans du Si_3N_4 d'indice de réfraction 1,98. Comme pour une chaîne de nanoparticules dans l'air, nous faisons varier la distance inter-particules centre à centre, d , de 150 à 450 nm par pas de 50 nm pour des chaînes composées de 5, 10, 20, 50 nanoparticules. Les tracés des modules aux carrés des moments dipolaires (proportionnels à la puissance ohmique dissipée) pour la 1^{ère} particule, la particule du milieu et la dernière particule sont présentés dans les figures II.21, II.22, II.23, II.24.

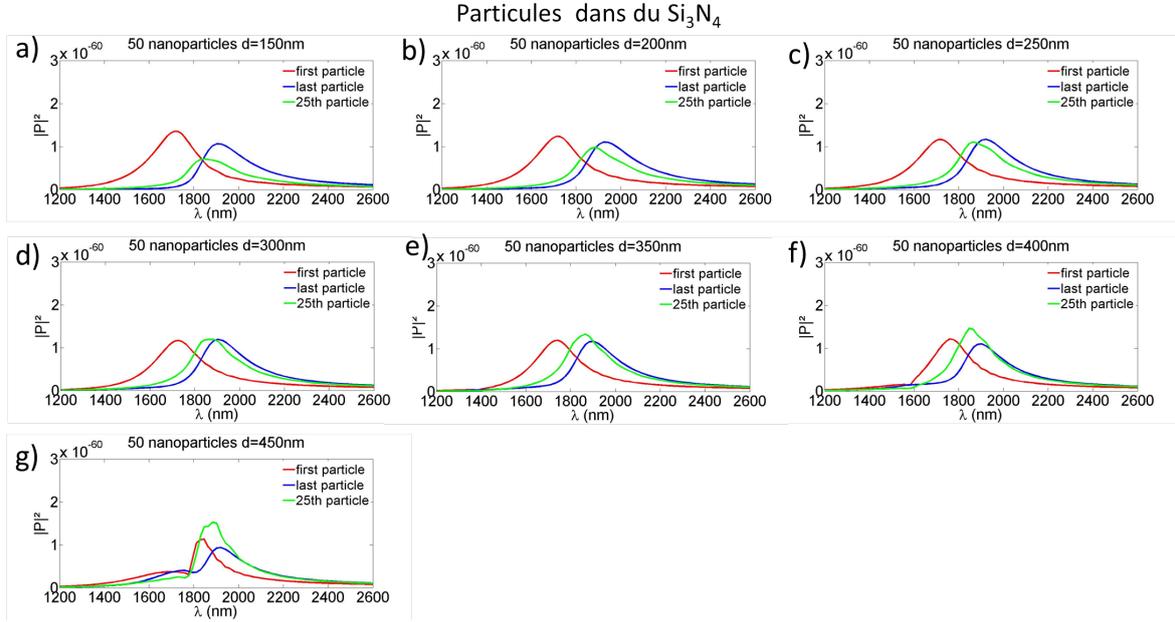


Figure II.21 – Tracé de la puissance pour la première, la 25^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 20 ellipsoïdes d'or de $240 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 25 \text{ nm}$ encapsulée dans du Si_3N_4 , la chaîne est excitée par une onde plane et avec une distance inter-particules de 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

Le résultat de ces courbes montre que, pour une chaîne encapsulée dans du Si_3N_4 , les longueurs d'onde des maxima de puissance sont décalées vers les grandes longueurs d'onde. Ce décalage résulte du décalage même de la résonance plasmon de surface localisé des nanoparticules d'or constituant la chaîne. Cette résonance étant très sensible au milieu environnant, il n'est donc pas étonnant d'observer un fort décalage vers le rouge des maxima de puissance. De plus les valeurs des $|p|^2$ sont plus élevées, comparé à celles obtenues quand la chaîne est dans l'air.

Intéressons nous aux critères $\Delta\lambda$ et $\Delta|p|^2$ en fonction de d pour différentes tailles de chaîne (figures II.25 a) et b)). La différence de la position spectrale du maximum de puissance entre la

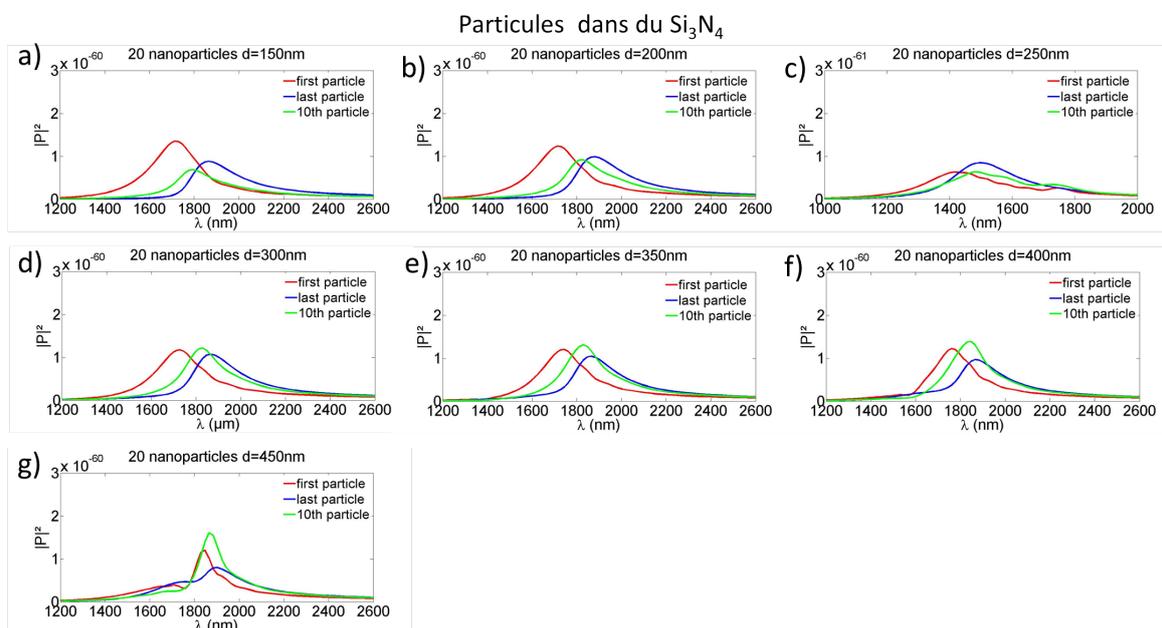


Figure II.22 – Tracé de la puissance pour la première, la 10^{ème} et la dernière particule d’une chaîne de 20 ellipsoïdes d’or de 240 nm × 60 nm × 25 nm encapsulée dans du Si_3N_4 , excitée par une onde plane et avec une distance inter-particules de 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

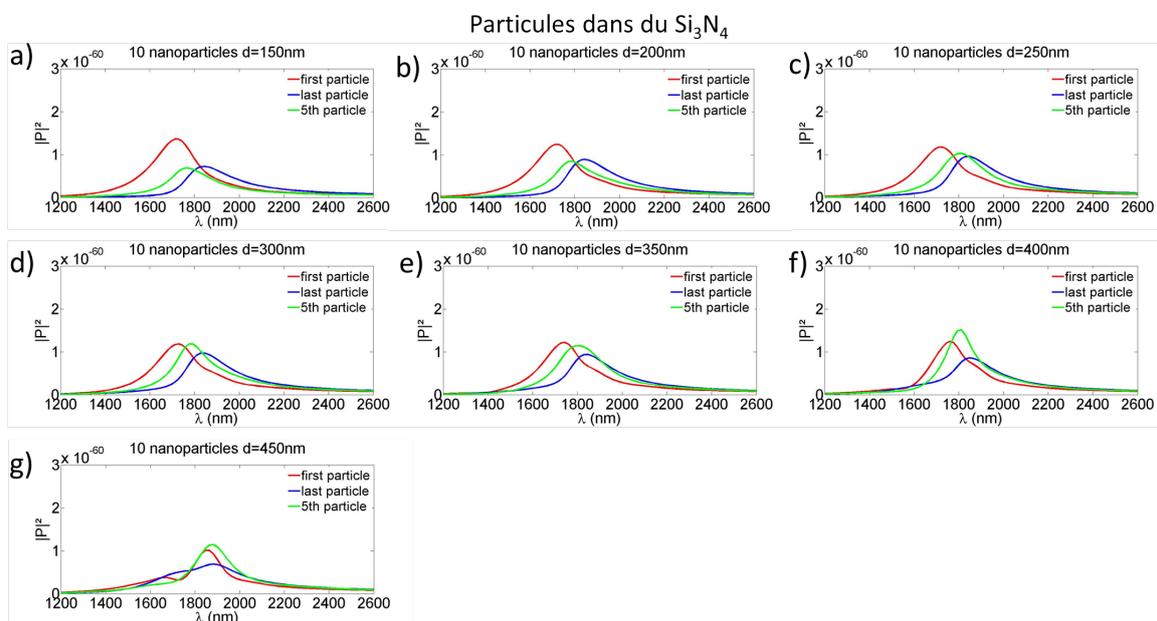


Figure II.23 – Tracé de la puissance pour la première, la 5^{ème} et la dernière particule d’une chaîne de 10 ellipsoïdes d’or de 240 nm × 60 nm × 25 nm encapsulée dans du Si_3N_4 , excitée par une onde plane et avec une distance inter-particules de 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

II.2 Méthode de dimensionnement des nanoparticules (pour une chaîne résonnante à une longueur d'onde donnée)

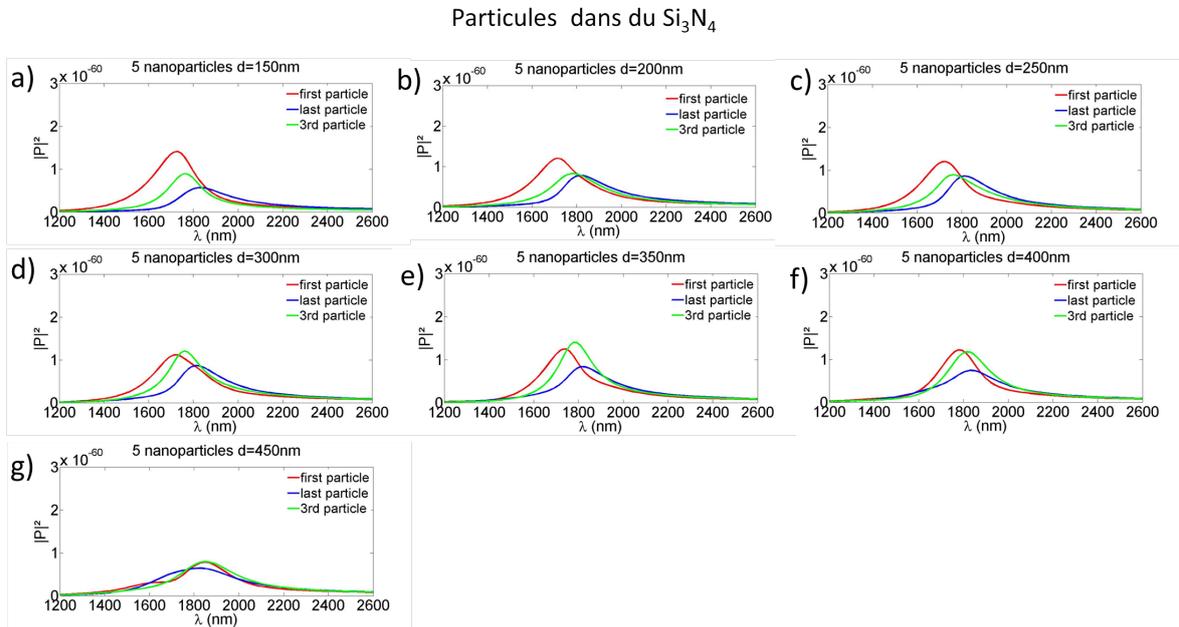


Figure II.24 – Tracé de la puissance pour la première, la 3^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 5 ellipsoïdes d'or de $240 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 25 \text{ nm}$ encapsulée dans du Si_3N_4 , excitée par une onde plane et avec une distance inter-particules de 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

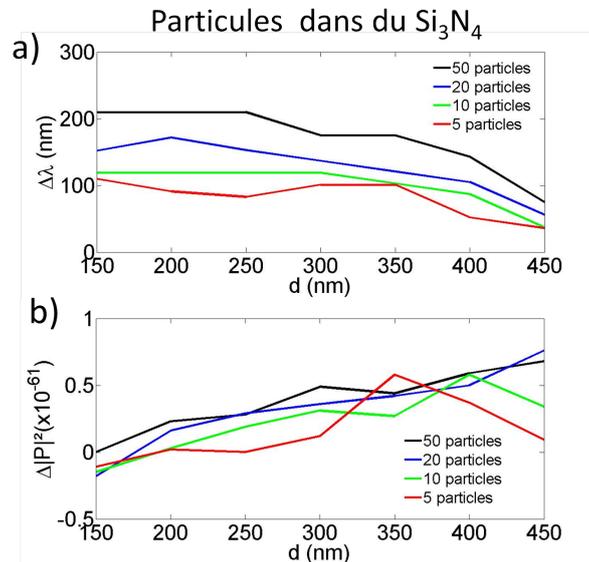


Figure II.25 – a) Différence de la position spectrale du maximum de puissance entre la dernière et la 1^{ère} particule $\Delta\lambda$. b) $\Delta|P|^2$ est la différence entre la puissance dissipée dans la particule du milieu de chaîne et celle dissipée dans la 1^{ère} et dernière particule au point de croisement. Pour $d = 150 \text{ nm}, 200 \text{ nm}, 250 \text{ nm}, 300 \text{ nm}, 350 \text{ nm}, 400 \text{ nm}$ et 450 nm . La chaîne est encapsulée dans du Si_3N_4 .

dernière et la 1^{ère} particule $\Delta\lambda$ en fonction de d se comporte de façon similaire pour toutes les tailles de chaînes. Les valeurs de $\Delta\lambda$ sont nettement plus élevées (plus d'un facteur 2) pour des chaînes encapsulées dans du Si_3N_4 que dans l'air. La différence $\Delta|p|^2$ entre la puissance ohmique dissipée dans la particule centrale et celle correspondant à la 1^{ère} et la dernière particule au point de croisement croît avec d pour toutes les longueurs de chaîne, bien que pour 10 et 5 particules des oscillations apparaissent, d'ailleurs plus marquées pour la chaîne de 5 particules. Cependant, le coefficient $\Delta|p|^2$ est plus faible que pour des chaînes dans l'air. La puissance dans la chaîne est donc mieux répartie à une fréquence donnée lorsque la chaîne est encapsulée. Comme pour des chaînes dans l'air, les chaînes de 50 et 20 particules se comportent comme des chaînes quasi-infinies alors qu'une chaîne de 5 particules se comporte comme une chaîne finie, la chaîne de 10 particules étant un cas intermédiaire. De plus, pour $d=450$ nm, un minimum de puissance est visible à environ 1800 nm. Ce minimum est moins marqué lorsque la taille de la chaîne diminue. La position spectrale de ce minimum est la manifestation d'un réseau de Bragg. Les réseaux de Bragg à plasmon de surface localisé seront traités en détail dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

2.2.2 chaîne de nanoparticules d'or dans un milieu d'indice égal à l'indice effectif d'un guide en nitrure de silicium

Le but de cette thèse est de coupler une chaîne de nanoparticules métalliques avec un guide d'onde diélectrique. Une première approche peut être effectuée avec notre modèle CDA. La chaîne de nanoparticules peut être immergée dans un milieu d'indice de réfraction égal à l'indice effectif d'un guide d'onde. L'indice effectif d'un guide en nitrure de silicium monomode TE à $1,55 \mu m$ est 1,55. Reprenons les mêmes chaînes de nanoparticules mais encapsulées dans un milieu d'indice 1,55.

Les figures II.26, II.27, II.28, II.29 montrent le tracé de la puissance dissipée dans la 1^{ère} particule, la particule du milieu et la dernière particule de chaînes de 5, 10, 20 et 50 nanoparticules pour une distance inter-particules variable. L'indice du milieu est compris entre celui de l'air et celui du Si_3N_4 , ce qui provoque un décalage vers le rouge de la réponse spectrale des maxima de puissance moins important que pour le Si_3N_4 . Ces maxima sont dans une fenêtre comprise entre 1200 nm et 1650 nm, ce qui correspond aux fréquences télécoms. La puissance dissipée est plus importante que celle dans l'air mais est un peu moins grande que celle dans le Si_3N_4 .

Les figures II.30 représentent l'évolution des critères $\Delta\lambda$ (figure II.30 a)) et $\Delta|p|^2$ (figure II.30 b)) en fonction de d . Les valeurs de $\Delta\lambda$ sont plus importantes que celles dans l'air mais restent

II.2 Méthode de dimensionnement des nanoparticules (pour une chaîne résonnante à une longueur d'onde donnée)

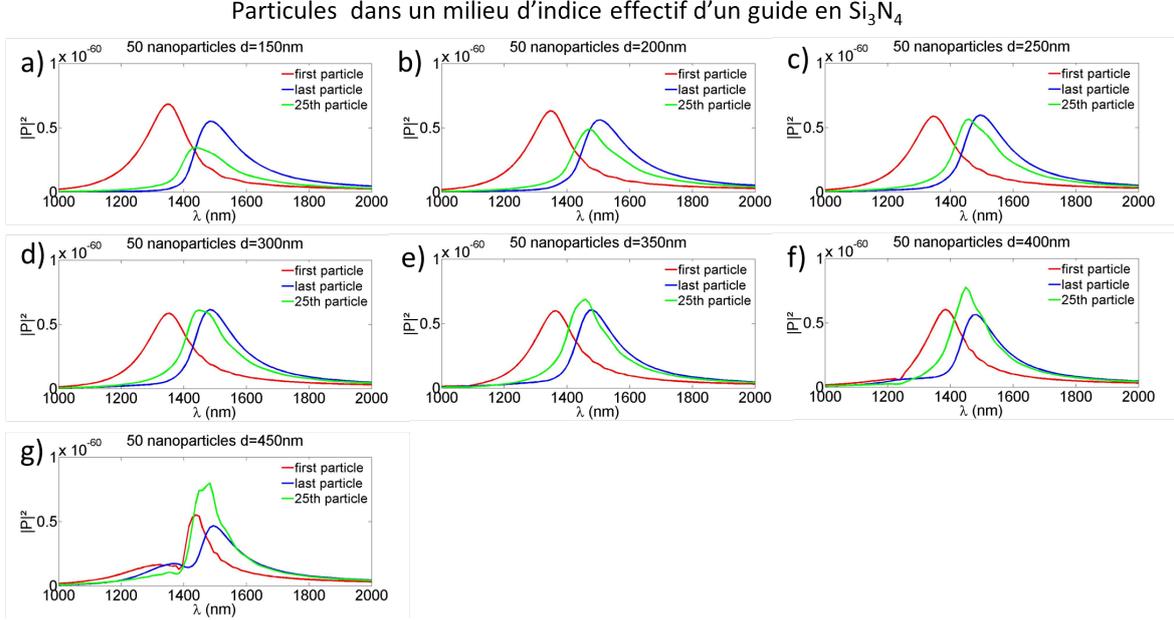


Figure II.26 – Tracé de la puissance pour la première, la 25^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 20 ellipsoïdes d'or de $240 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 25 \text{ nm}$ encapsulée dans un milieu d'un indice égal à l'indice effectif d'un guide en Si_3N_4 , excitée par une onde plane avec des distances inter-particules de 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

inférieures au cas du Si_3N_4 . La différence $\Delta|p|^2$ montre à nouveau un comportement similaire pour des chaînes de 50 et 20 nanoparticules, qui correspondent à une chaîne quasi-infinie. Dans ces chaînes, les valeurs de $\Delta|p|^2$ sont moins importantes que dans l'air, mais un peu plus élevées que dans le Si_3N_4 . La chaîne de 5 nanoparticules évolue comme une chaîne finie et la chaîne de 10 nanoparticules est intermédiaire entre une chaîne infinie et finie. Comme dans le cas du Si_3N_4 un minimum de puissance liée à des effets de réseau de Bragg est visible pour $d=450 \text{ nm}$ à environ 1400 nm.

2.2.3 chaîne de nanoparticule d'or dans du silicium

Nous venons de décrire le comportement de chaînes de nanoparticules dans un milieu de faible indice et dans un milieu d'indice moyen (Si_3N_4). Il reste donc à décrire le comportement des chaînes dans un milieu d'indice fort. Le silicium présente un indice de 3,49 à $1,55 \mu\text{m}$, ce qui en fait un matériau à fort indice de réfraction.

L'indice de réfraction du silicium de 3,49 entraîne un décalage important vers les grandes longueurs d'onde de la résonance plasmon de surface localisé. Pour avoir un fonctionnement des chaînes aux longueurs d'onde télécoms, il faut réduire la taille de l'ellipsoïde. L'onde plane d'excitation étant polarisée parallèlement au grand axe de la particule, c'est cette dimension

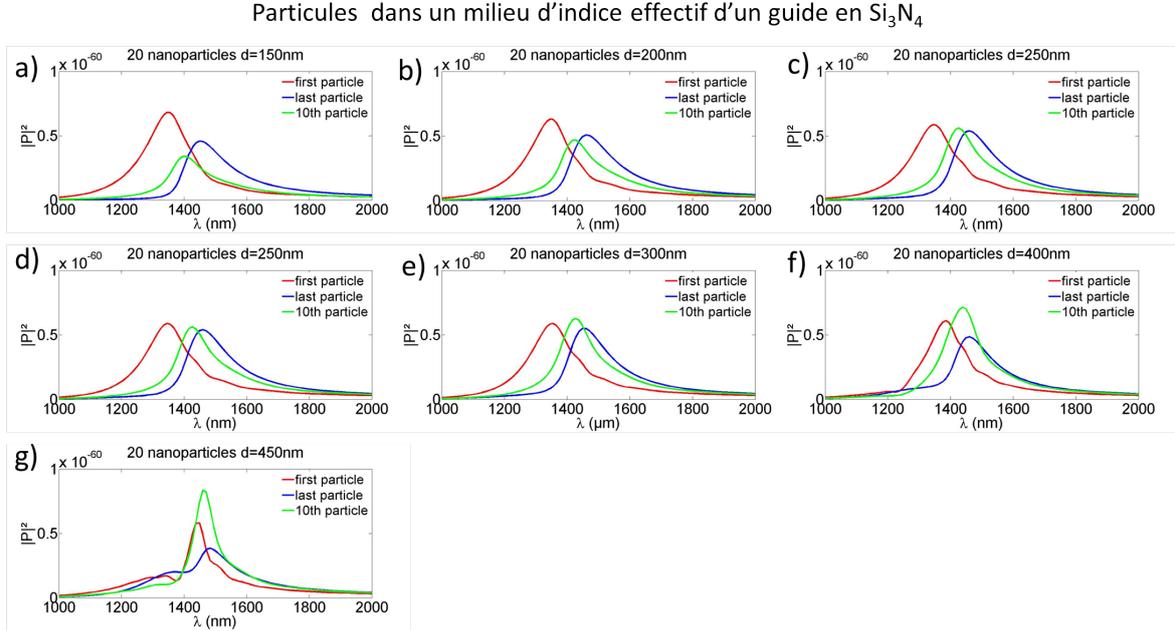


Figure II.27 – Tracé de la puissance pour la première, la 10^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 20 ellipsoïdes d'or de 240 nm × 60 nm × 25 nm encapsulée dans un milieu d'indice égal à l'indice effectif d'un guide en Si_3N_4 , excitée par une onde plane et avec des distances inter-particules de 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

qui influe le plus sur la fréquence de résonance de l'ellipsoïde. Les figures II.31, II.32, II.33, II.34 décrivent la puissance dissipée dans la 1^{ère} particule, la particule du milieu et la dernière particule d'une chaîne de 5, 10, 20 et 50 nanoparticules en fonction de la distance d pour des nanoparticules dont les dimensions sont de : 80 nm × 60 nm × 25 nm. Le grand axe étant beaucoup plus petit que dans les cas précédents, le modèle CDA est valable pour une distance inter-particules plus faible. Nous commençons donc notre étude à partir de $d = 80$ nm. La puissance des maxima est nettement plus faible que dans le cas du nitrure (\approx un facteur 10) et ce, malgré le fort indice du milieu environnant. Comme pour le Si_3N_4 , un minimum de puissance lié à un ordre de réseau de Bragg est visible à environ 1400 nm pour des chaînes de 20 et 50 particules à $d=400$ nm. Un pic de puissance supplémentaire apparaît à 1744 nm avec $d = 250$ nm pour les particules du début et du milieu de la chaîne. Ce pic se manifeste pour la chaîne de 50 particules. Il est aussi présent pour la chaîne de 20 particules, mais disparaît pour les chaînes plus courtes. Un autre pic de transmission apparaît à $d = 450$ nm pour les trois particules à 1570 nm. Ce pic diminue avec le nombre de particules et disparaît totalement pour une chaîne de 5 nanoparticules. Ces pics supplémentaires sont aussi liés à un ordre de réseau de Bragg. C'est pourquoi leur intensité diminue en diminuant le nombre de particules.

Les figures II.35 montrent l'évolution de $\Delta\lambda$ et de $\Delta|p|^2$ en fonction de d . Pour toutes les

II.2 Méthode de dimensionnement des nanoparticules (pour une chaîne résonnante à une longueur d'onde donnée)

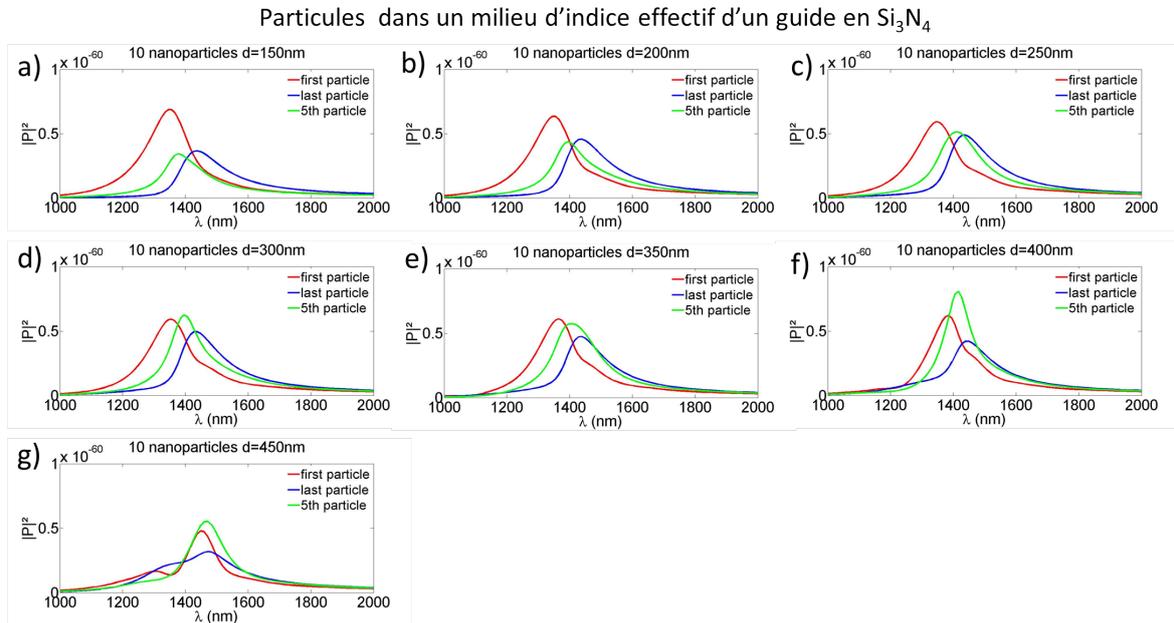


Figure II.28 – Tracé de la puissance pour la première, la 5^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 10 ellipsoïdes d'or de $240 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 25 \text{ nm}$ encapsulée dans un milieu d'un indice égal à l'indice effectif d'un guide en Si_3N_4 , excitée par une onde plane et avec des distances inter-particules de 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

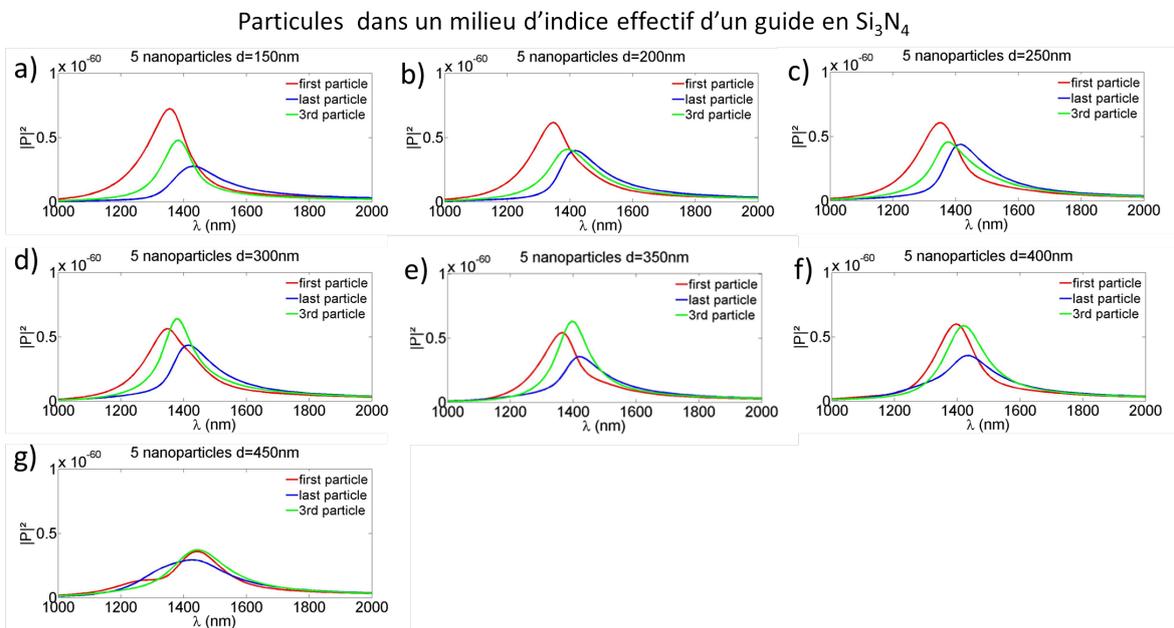


Figure II.29 – Tracé de la puissance pour la première, la 3^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 5 ellipsoïdes d'or de $240 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 25 \text{ nm}$ encapsulée dans un milieu d'un indice égal à l'indice effectif d'un guide en Si_3N_4 , excitée par une onde plane et avec des distances inter-particules de 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

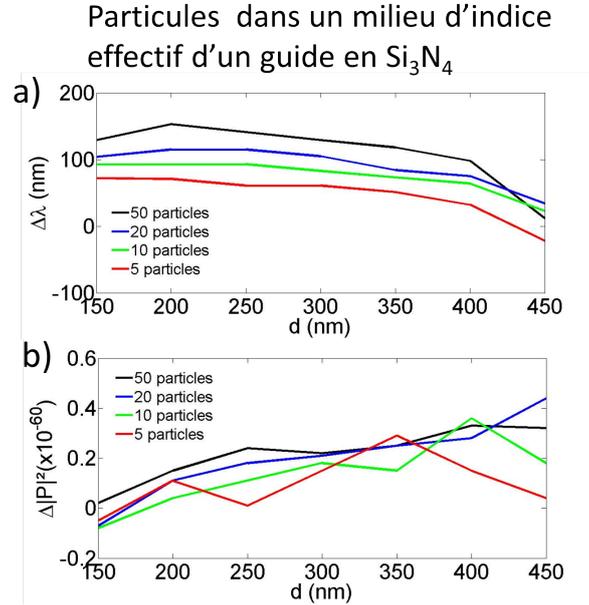


Figure II.30 – a) Différence de position spectrale du maximum de puissance entre la dernière et la 1^{ère} particule $\Delta\lambda$. b) $\Delta|p|^2$ est la différence entre la puissance dissipée dans la particule du milieu de chaîne et celles dissipée dans la 1^{ère} et dernière particule au point de croisement pour $d = 150$ nm, 200 nm, 250 nm, 300 nm, 350 nm, 400 nm et 450 nm. Cas d'une chaîne encapsulée dans un milieu d'indice égal à l'indice effectif d'un guide en Si_3N_4 .

longueurs de chaîne, les comportements de $\Delta\lambda$ et de $\Delta|p|^2$ sont similaires jusqu'à $d=200$ nm. Pour $d \geq 200$ nm, les particules d'une chaîne de 5 nanoparticules se comportent comme des particules isolées. De plus, pour $d=200$ nm et $d=250$ nm, des changements dans les courbes de $\Delta\lambda$ et de $\Delta|p|^2$ sont visibles. En comparant les figures II.31, II.32, II.33, II.34 nous constatons que ces distances inter-particules correspondent à la limite entre un comportement de chaîne et un comportement de particules isolées. Le critère $\Delta|p|^2 \approx 0$ correspond à la fois au cas de particules isolées et à des chaînes correctement excitées. C'est pour cette raison qu'il faut deux critères pour en déduire une excitation de chaîne optimale.

2.2.4 chaîne de nanoparticules d'or dans un milieu d'indice égal à l'indice effectif d'un guide SOI

La chaîne de particules est encapsulée dans un milieu d'indice de réfraction égal à 2,42 qui correspond à l'indice effectif du mode d'un guide d'onde en SOI à 1550 nm (la dispersion est négligée). Cet indice est plus faible que celui du silicium mais plus élevé que celui du nitrure de silicium, les particules sont redimensionnées pour résonner aux fréquences télécoms soit : 140 nm \times 60 nm \times 25 nm.

II.2 Méthode de dimensionnement des nanoparticules (pour une chaîne résonnante à une longueur d'onde donnée)

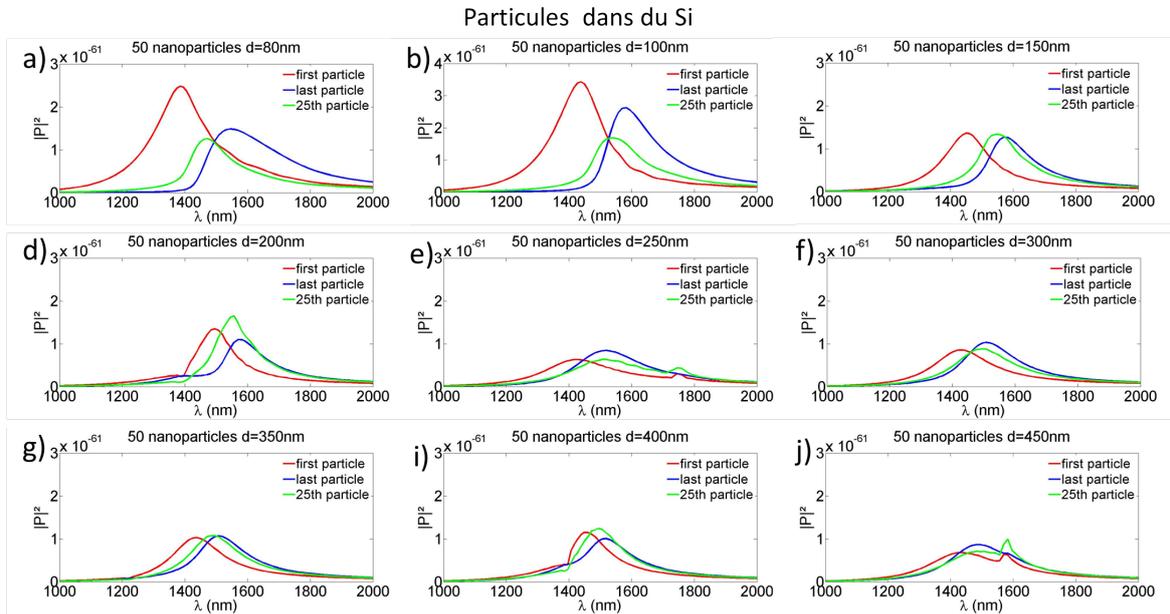


Figure II.31 – Tracé de la puissance pour la première, la 25^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 20 ellipsoïdes d'or de 80 nm × 60 nm × 25 nm encapsulée dans du Si, excitée par une onde plane avec des distances inter-particules de 80 nm, 100 nm, 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

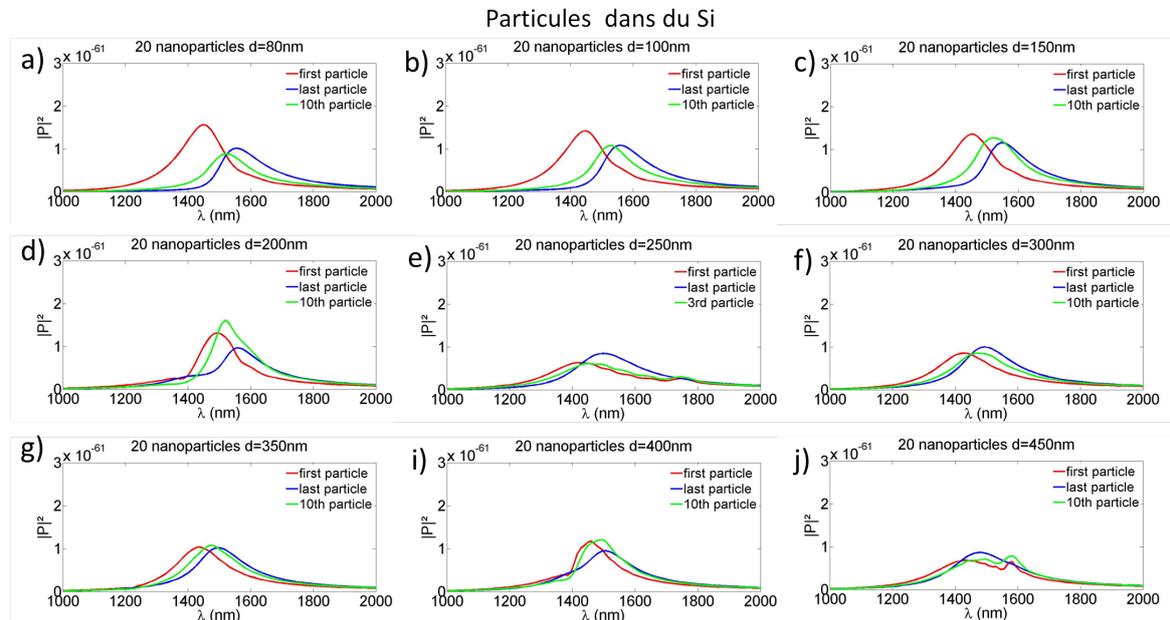


Figure II.32 – Tracé de la puissance pour la première, la 10^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 20 ellipsoïdes d'or de 80 nm × 60 nm × 25 nm encapsulée dans du Si, excitée par une onde plane avec des distances inter-particules de 80 nm, 100 nm, 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

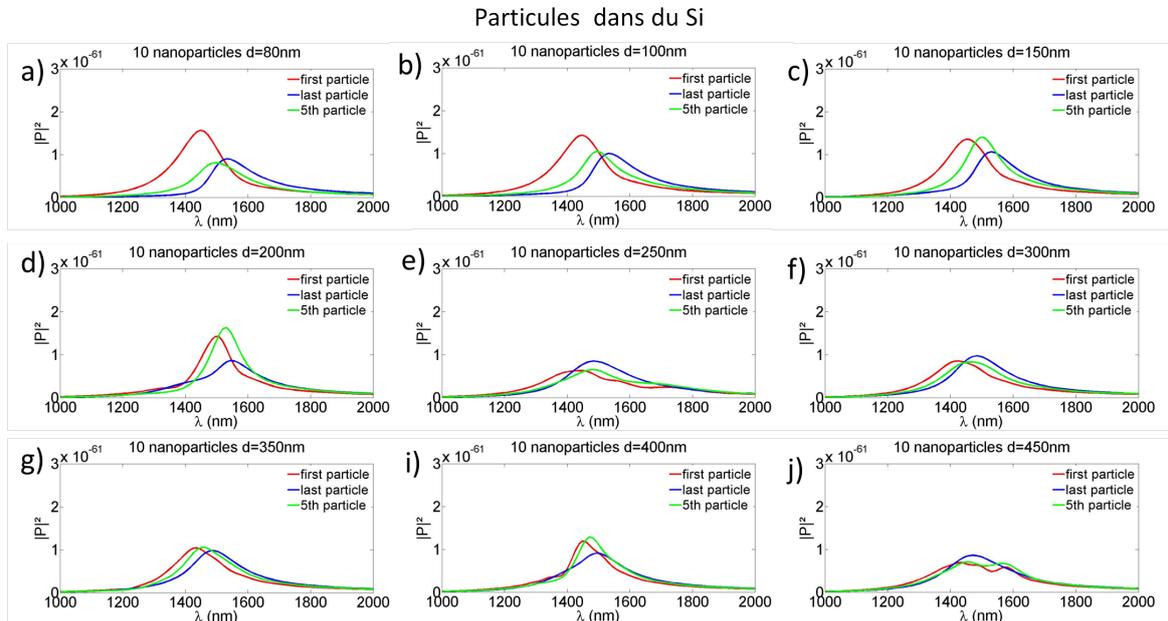


Figure II.33 – Tracé de la puissance pour la première, la 5^{ème} et la dernière particule d’une chaîne de 10 ellipsoïdes d’or de 80 nm × 60 nm × 25 nm encapsulée dans du Si, excitée par une onde plane avec des distances inter-particules de 80 nm, 100 nm, 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

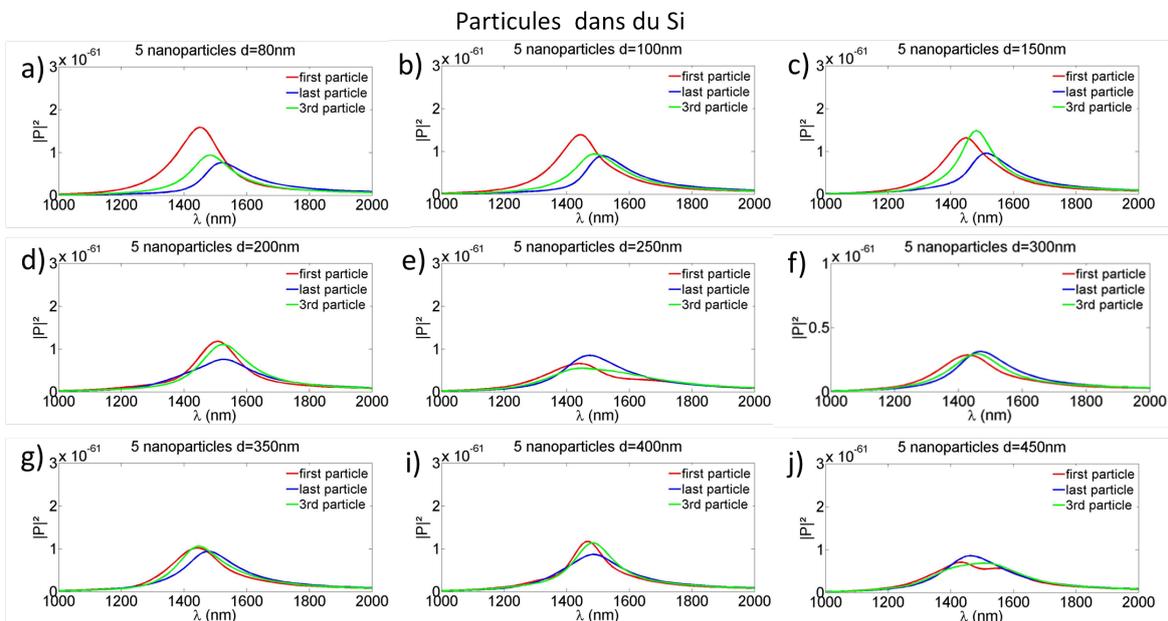


Figure II.34 – Tracé de la puissance pour la première, la 3^{ème} et la dernière particule d’une chaîne de 5 ellipsoïdes d’or de 80 nm × 60 nm × 25 nm encapsulée dans du Si, excitée par une onde plane et avec des distances inter-particules de 80 nm, 100 nm, 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

II.2 Méthode de dimensionnement des nanoparticules (pour une chaîne résonnante à une longueur d'onde donnée)

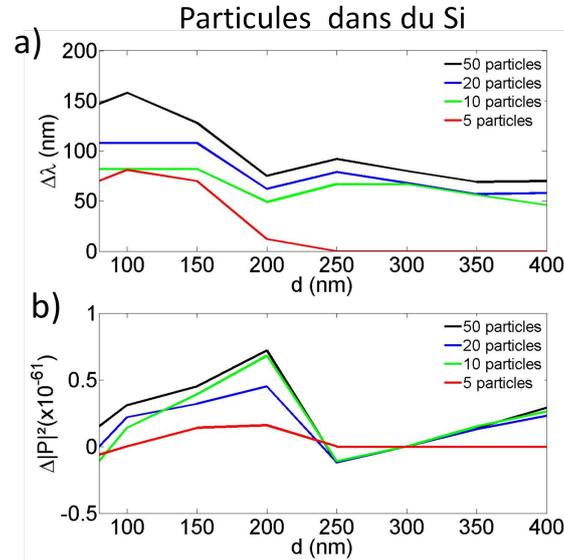


Figure II.35 – a) Différence de position spectrale du maximum de puissance entre la dernière et la 1^{ère} particule $\Delta\lambda$. b) $\Delta|p|^2$ est la différence entre la puissance dissipée dans la particule du milieu et celle dissipée dans la 1^{ère} et dernière particule au point de croisement pour $d = 150$ nm, 200 nm, 250 nm, 300 nm, 350 nm, 400 nm et 450 nm. La chaîne est encapsulée dans du Si.

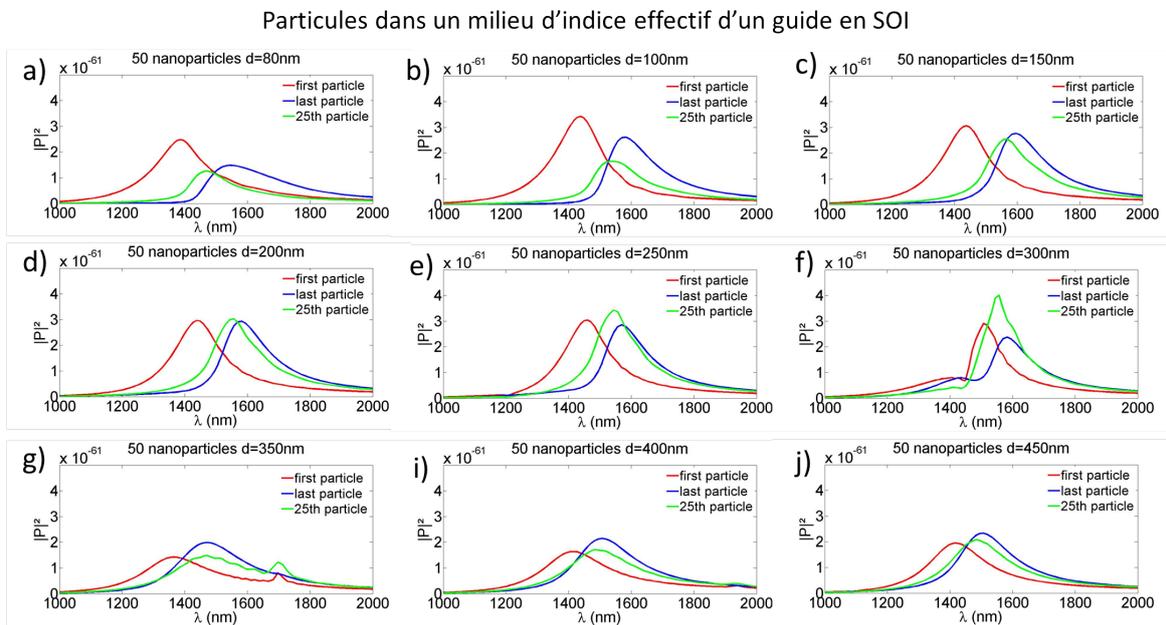


Figure II.36 – Tracé de la puissance pour la première, la 25^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 50 ellipsoïdes d'or de 140 nm \times 60 nm \times 25 nm encapsulée dans du SOI, excitée par une onde plane et avec des distances inter-particules de 80 nm, 100 nm, 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

Particules dans un milieu d'indice effectif d'un guide en SOI

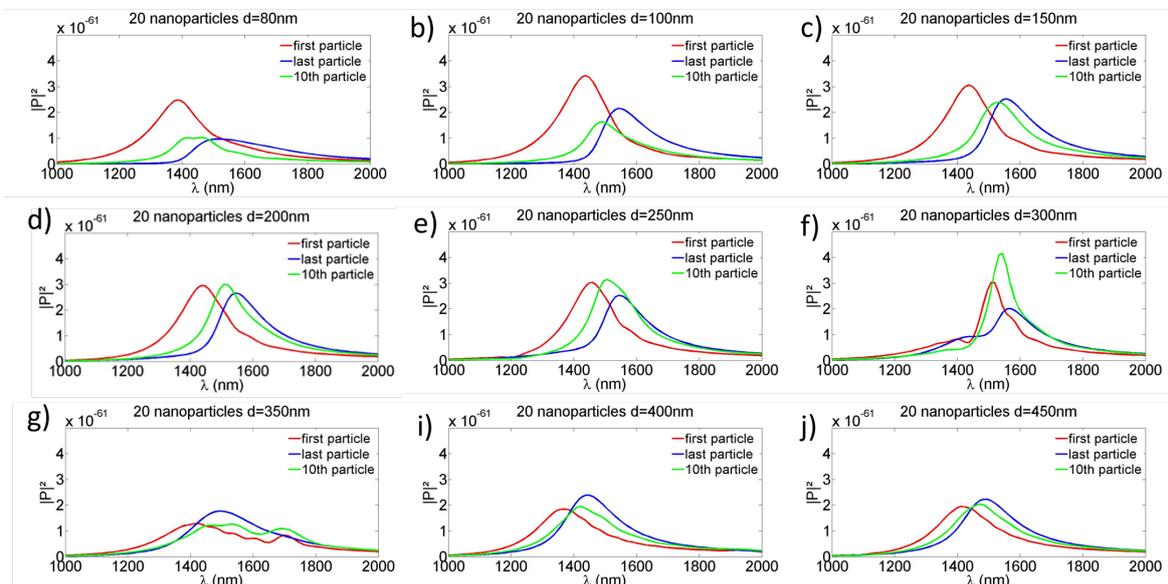


Figure II.37 – Tracé de la puissance pour la première, la 10^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 20 ellipsoïdes d'or de 140 nm × 60 nm × 25 nm encapsulée dans du SOI, excitée par une onde plane et avec des distances inter-particules de 80 nm, 100 nm, 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

Particules dans un milieu d'indice effectif d'un guide en SOI

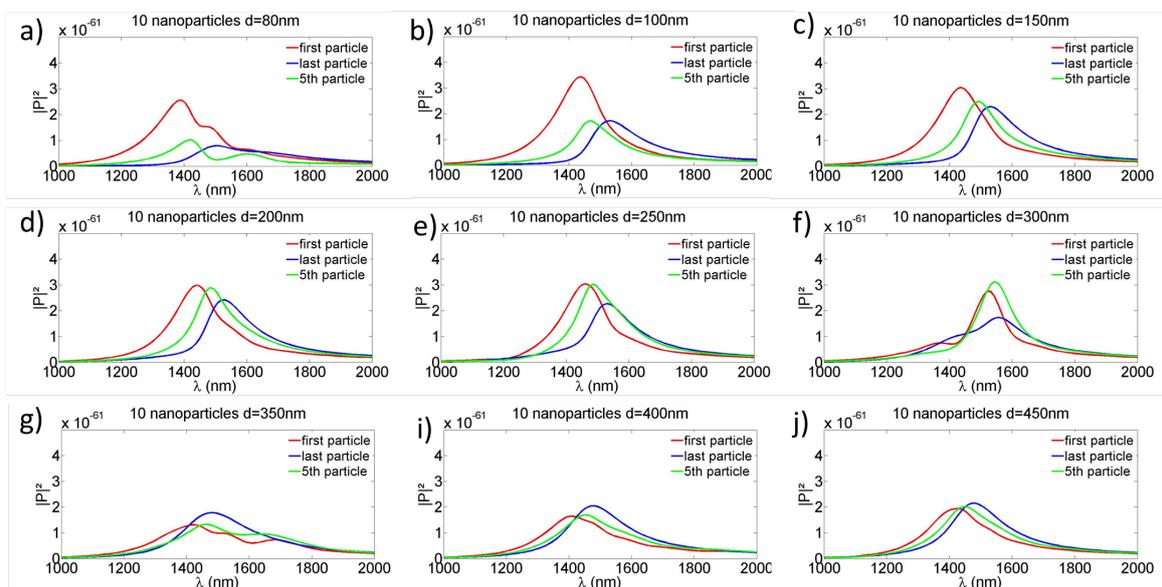


Figure II.38 – Tracé de la puissance pour la première, la 5^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 10 ellipsoïdes d'or de 140 nm × 60 nm × 25 nm encapsulée dans du SOI, excitée par une onde plane et avec des distances inter-particules de 80 nm, 100 nm, 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

II.2 Méthode de dimensionnement des nanoparticules (pour une chaîne résonnante à une longueur d'onde donnée)

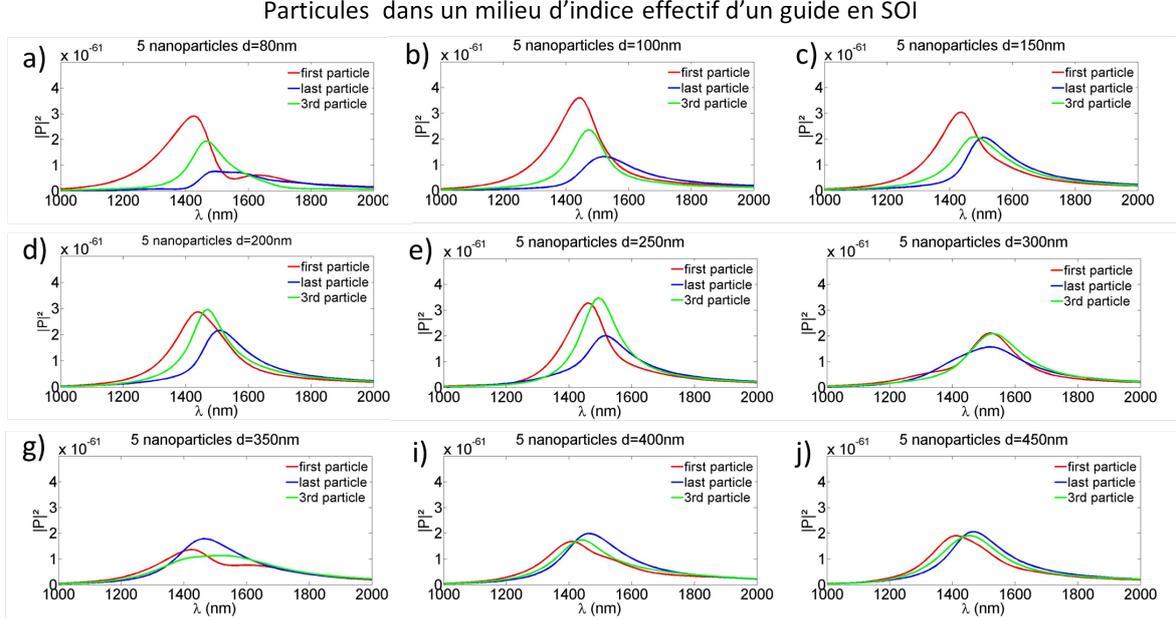


Figure II.39 – Tracé de la puissance pour la première, la 3^{ème} et la dernière particule d'une chaîne de 5 ellipsoïdes d'or de 140 nm × 60 nm × 25 nm encapsulée dans du SOI, excitée par une onde plane et avec des distances inter-particules de 80 nm, 100 nm, 150 nm (a)), 200 nm (b)), 250 nm (c)), 300 nm (d)), 350 nm (e)), 400 nm (f)), 450 nm (g)).

Les figures II.36, II.37, II.38 et II.39 montrent la puissance de la 1^{ère}, la particule du milieu et la dernière particule d'une chaîne de 50, 20, 10 et 5 nanoparticules en fonction de la longueur d'onde. La puissance dissipée dans les chaînes est environ deux fois plus élevée que pour des chaînes encapsulées dans du Si du fait de la plus grande taille des nanoparticules. Un pic supplémentaire à 1697 nm est présent pour la 1^{ère} particule et la particule du milieu dans le cas de 50 et 20 nanoparticules. La puissance dissipée dans la dernière particule à $d=80$ nm diminue lorsque la taille de la chaîne est réduite. Pour des chaînes de 5 et 10 particules, la courbe de puissance est très aplatie. Une distance inter-particules de 80 nm n'est pas suffisante pour que le modèle CDA soit valide. En effet, nous avons vu que la validité du modèle dépend de la distance d et de la taille du rayon du grand axe des ellipsoïdes constituant la chaîne.

La figure II.40 a) représente l'évolution de $\Delta\lambda$ en fonction de la distance inter-particules d . Pour des chaînes de 50, 20 et 10 nanoparticules le comportement est similaire jusqu'à $d=250$ nm. A partir de cette valeur, les particules d'une chaîne de 10 particules ne se couplent plus assez pour former une véritable chaîne, alors que les chaînes de 50 et 20 particules poursuivent leur évolution. Les distances inter-particules $d=100$ nm et $d=200$ nm correspondent à un changement brutal d'évolution pour des chaînes de 50, 20 et 10 particules. D'autres changements se produisent à $d=300$ nm, 350 nm et 400 nm lorsque les chaînes sont composées de 50 et 20

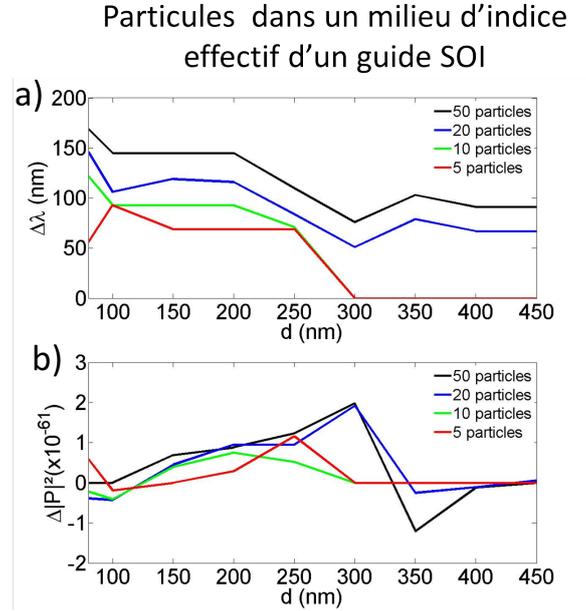


Figure II.40 – a) Différence de position spectrale du maximum de puissance entre la dernière et la 1^{ère} particule $\Delta\lambda$. b) $\Delta|p|^2$ est la différence entre la puissance dissipée dans la particule du milieu et celle dissipée dans la 1^{ère} et dernière particule au point de croisement pour $d = 150$ nm, 200 nm, 250 nm, 300 nm, 350 nm, 400 nm et 450 nm. La chaîne est encapsulée dans un milieu d'indice égal à l'indice effectif d'un guide SOI.

nanoparticules. Pour une chaîne de 5 particules, le comportement diffère sensiblement. Un changement brutal d'évolution se produit à $d=100$ nm, et comme pour une chaîne de 10 particules, à partir de $d=250$ nm, les particules sont trop éloignées pour former une chaîne.

La figure II.40 b) représente l'évolution de $\Delta|p|^2$ en fonction de la distance inter-particules d . Les chaînes de 50 et 20 particules évoluent de la même manière pour toutes les distances d considérées, il en va de même pour une chaîne de 10 particules jusqu'à $d=250$ nm. Un changement d'évolution est visible à $d=300$ nm et 350 nm pour les chaînes de 50 et 20 particules, ainsi qu'à 400 nm pour une chaîne de 50 particules. La chaîne de 5 particules a un comportement nettement différent des autres. Le comportement de dipôles couplés est donc optimum pour des distances d comprises entre 100 et 200 nm. A partir de 250 nm, le couplage est moins bon et les particules tendent à se comporter comme des particules isolées. Encore une fois, des effets liés à un ordre de réseau de Bragg sont visibles pour des chaînes de 50 et 20 particules et se manifestent par un minimum de puissance à $\lambda \approx 1400$ nm pour $d=300$ nm et par un pic de puissance à $\lambda \approx 1700$ nm pour $d=350$ nm.

2.3 Discussion et conclusion de l'étude

Le modèle de dipôles ponctuels couplés nous a permis de montrer que les propriétés des chaînes de nanoparticules dépendent de plusieurs paramètres. La position spectrale de fonctionnement de la chaîne dépend du milieu environnant. Plus son indice de réfraction est élevé, plus la chaîne résonne aux grandes longueurs d'onde. Il en va de même pour la puissance dissipée dans la chaîne qui est plus élevée si l'indice du milieu extérieur est grand. La taille et la forme de la particule ont aussi leur importance tout comme la distance inter-particules. Nous avons dimensionné des chaînes de nanoparticules résonnant aux fréquences télécoms avec des milieux environnant différents. Lorsque les chaînes sont encapsulées dans du Si_3N_4 ou dans un milieu égal à l'indice effectif d'un guide en Si_3N_4 , les chaînes ont un comportement de dipôles couplés pour des distances inter-particules d comprises entre 150 nm et 400 nm. Lorsque les chaînes sont immergées dans du silicium, les nanoparticules étant plus petites, un même comportement de chaîne existe pour d compris entre 80 nm et 200 nm. Si le milieu d'encapsulation correspond à l'indice effectif d'un guide SOI, on retrouve le comportement de nanoparticules couplées dans l'air, si la distance inter-particules est comprise entre 100 nm et 250 nm. De manière plus générale nous pouvons dire que l'approximation de dipôles ponctuels couplés est valable dans le cas d'ellipses lorsque $d > \frac{D1}{2}$ où $D1$ est le grand axe de l'ellipse, alors que pour des sphères cette approximation est valable si : $d \geq 3R$ où R est le rayon de la sphère. Pour dimensionner les nanoparticules, nous prendrons comme point de départ des simulations FDTD, les configurations où le modèle CDA prédit la meilleure excitation de la chaîne encapsulée dans un milieu homogène avec comme indice l'indice effectif du guide diélectrique.

3 Couplage d'une chaîne avec un guide d'onde diélectrique

Nous avons, dans les paragraphes précédents, excité par une onde plane une chaîne de nanoparticules immergée dans un milieu ayant un indice de réfraction d'indice effectif d'un guide d'onde en Si_3N_4 ou en SOI. Cependant, le modèle CDA ne permet pas, à proprement parler, d'exciter des chaînes de particules avec un guide d'onde. Dans ce paragraphe, nous allons utiliser le modèle numérique de FDTD 3D pour simuler et, par la même occasion, dimensionner les structures pour réaliser un tel couplage. La simulation consiste à exciter une chaîne de nanoparticules par le champ évanescent du mode TE d'un guide d'onde diélectrique. La puissance réfléchie et la puissance transmise en fonction de la longueur d'onde sont extraites des calculs (figure II.41). Le maillage utilisé est non adaptatif et consiste en un cube de $3 \text{ nm} \times 3 \text{ nm} \times 3$

nm.

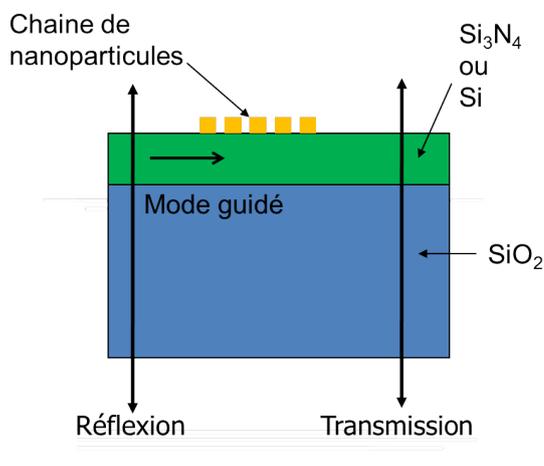


Figure II.41 – Principe de la simulation en FDTD. La chaîne de nanoparticules placée sur le dessus d'un guide d'onde est excitée par le mode fondamental TE du guide. La réflexion et la transmission sont calculées en fonction de la longueur d'onde. L'intensité du champ électrique est cartographiée.

3.1 Couplage entre un guide en Si_3N_4 et une chaîne de 50 nanoparticules

Le guide en Si_3N_4 utilisé est dimensionné pour être monomode TE aux longueurs d'onde télécoms avec comme dimensions : $1\ \mu\text{m} \times 430\ \text{nm}$, une couche de silice réalisant le contraste d'indice. L'indice de réfraction du Si_3N_4 utilisé sur toute la gamme de longueur d'onde du calcul, soit de 1350 nm à 1450 nm, est de 1,98 (mesuré par ellipsométrie) (II.42 a)). Les nanoparticules sont dimensionnées à partir des résultats trouvés avec le modèle CDA. L'indice de réfraction de l'or et de la silice sont extraits du Palik [PALIK1997]. Pour une chaîne de 50 nanoparticules espacées de 150 nm et immergées dans un milieu d'indice correspondant à l'indice effectif du guide, le modèle prédit que la puissance dissipée dans la 1^{ère} particule et la dernière particule est la même à $\lambda \approx 1435\ \text{nm}$ avec des particules de forme ellipsoïdales qui ont pour dimensions $D_1=240\ \text{nm}$, $D_2=60\ \text{nm}$ et $D_3=25\ \text{nm}$. Cependant, comme nous le verrons au chapitre III, les nanoparticules fabriquées par lithographie électronique ne sont pas exactement ellipsoïdales. Dans les simulations FDTD, les particules ont des formes correspondant aux figures II.42 b) et c). Les dimensions des nanoparticules en FDTD sont cependant les mêmes que pour le modèle CDA.

D'après le modèle CDA, l'ensemble des nanoparticules se comporte comme une chaîne de dipôle couplés lorsque d est compris entre 120 nm et 400 nm. Le calcul FDTD 3D étant gourmand

II.3 Couplage d'une chaîne avec un guide d'onde diélectrique

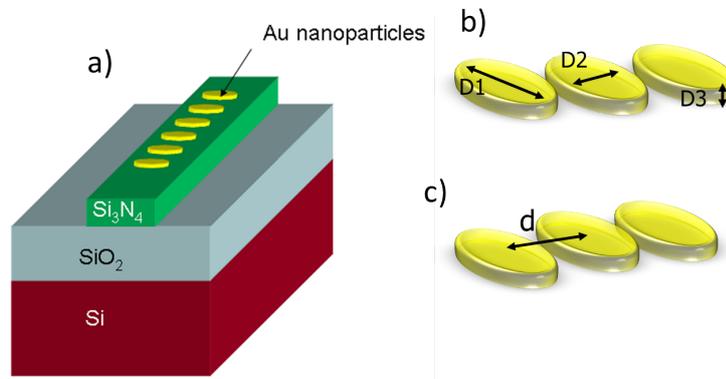


Figure II.42 – Structure simulée, a) le guide est en nitrure de silicium d'indice 1,98 et de dimensions $1 \mu\text{m} \times 430 \text{ nm}$. Il est placé sur une couche de silice elle-même déposée sur un substrat de silicium (la simulation ne tient pas compte du substrat). La chaîne de nanoparticules est constituée de 50 nanoparticules de dimensions $D1=240 \text{ nm}$ $D2=60 \text{ nm}$ $D3=25 \text{ nm}$ avec une distance inter-particules variable (b) et c)).

en mémoire et en temps, nous commençons donc notre étude avec une distance inter-particules inférieure à 150 nm . Rappelons que le modèle CDA n'est valable que pour des distances $d > 120 \text{ nm}$. La figure II.43 montre la puissance transmise et la puissance réfléchiée pour des distances inter-particules $d=150 \text{ nm}$, 120 nm , 100 nm , 80 nm . Les réflexions induites par les chaînes de nanoparticules sont très faibles, de l'ordre de 5% , et peuvent donc être négligées. La transmission dépend de la distance d . Plus la distance est faible, plus la transmission augmente. Pour $d=80 \text{ nm}$, la courbe de transmission présente un minimum à 1400 nm . A cette longueur d'onde, environ 10% de la puissance est transmise. Lorsque $d=100 \text{ nm}$, ce minimum se décale vers les grandes longueurs d'onde : à 1425 nm la puissance transmise est plus faible avec seulement 4% . Le minimum se décale encore à 1435 nm quand on passe à $d=120 \text{ nm}$. La puissance transmise est divisée par 2 et passe à 2% . Le minimum de puissance revient à 1400 nm quand $d=150 \text{ nm}$ avec encore environ 2% de puissance transmise. La courbe de transmission à $d=150 \text{ nm}$ est beaucoup plus plate que pour les autres distances inter-particules, avec un minimum de transmission qui est très peu prononcé.

La figure II.44 représente la cartographie de l'intensité du champ électrique et l'intensité en milieu de la chaîne et du guide en fonction de la distance à $\lambda \approx 1,35 \mu\text{m}$ pour $d=150 \text{ nm}$, $d=120 \text{ nm}$, $d=100 \text{ nm}$ et $d=80 \text{ nm}$. Les particules sont excitées jusqu'à une distance de $2 \mu\text{m}$ dans tous les cas. L'intensité du champ au niveau des 2 premières particules est plus élevée pour des espacements de 80 , 100 ou 120 nm . L'intensité dans le guide d'onde décroît de la première particule, jusqu'à une distance de $2 \mu\text{m}$. Les particules sont donc bien excitées par le mode du guide. Au-delà de $2 \mu\text{m}$, le mode TE du guide cesse d'exciter les nanoparticules.

Lorsque l'on augmente la longueur d'onde de la figure II.45 à II.48, l'intensité dans la chaîne

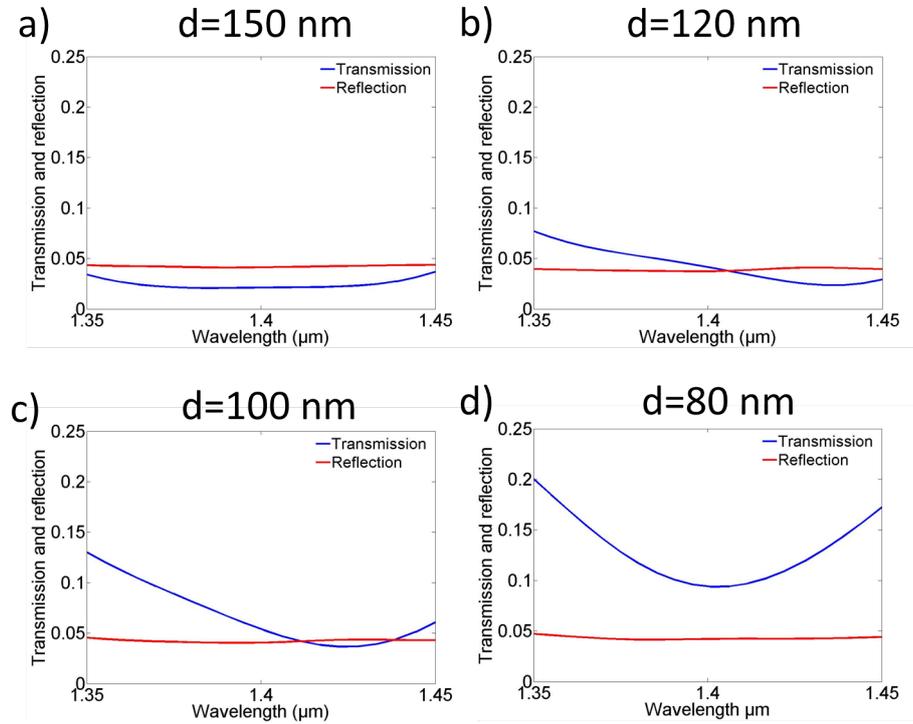


Figure II.43 – Calcul FDTD de la puissance transmise dans le guide en Si_3N_4 avec une chaîne de nanoparticules (en bleu). En rouge ; puissance réfléchiée par la chaîne pour une distance inter-particules $d=150$ nm a), $d=120$ nm b), $d=100$ nm c), $d=80$ nm d).

se répartit différemment. Pour $\lambda = 1,375 \mu m$, les particules sont excitées jusqu'à environ $2,5 \mu m$ où l'intensité passe par un minimum. Au delà de ce minimum, les particules en fin de chaîne sont à nouveau excitées. La position exacte du minimum dépend légèrement de la distance inter-particules d . L'intensité dans le guide d'onde diélectrique est, elle, minimale vers $1,45 \mu m$, cette distance variant peu avec d . Les chaînes de particules et le guide d'onde diélectrique se comportent comme deux guides couplés. En effet, le mode TE du guide en Si_3N_4 excite la chaîne de nanoparticules puis retourne dans le guide et ensuite revient exciter la chaîne. Cependant le couplage n'est pas total d'un guide à l'autre.

A $\lambda=1,4 \mu m$, qui est à la longueur d'onde du minimum de transmission obtenu pour $d=80$ nm et $d=150$ nm, (figure II.43) le comportement de guide couplé est visible pour toutes les distances inter-particules. Le transfert d'énergie entre les deux guides est total à $d=150$ nm alors que pour les autres distances d , il reste de l'énergie dans le guide d'onde. Le comportement des particules diffère donc selon la distance inter-particules. Pour $d=80$ nm et $d=100$ nm, les particules sont très proches les unes des autres, ce qui induit un "mauvais" couplage dipolaire d'une particule à l'autre, une particule se couplant avec sa voisine immédiate mais aussi avec

II.3 Couplage d'une chaîne avec un guide d'onde diélectrique

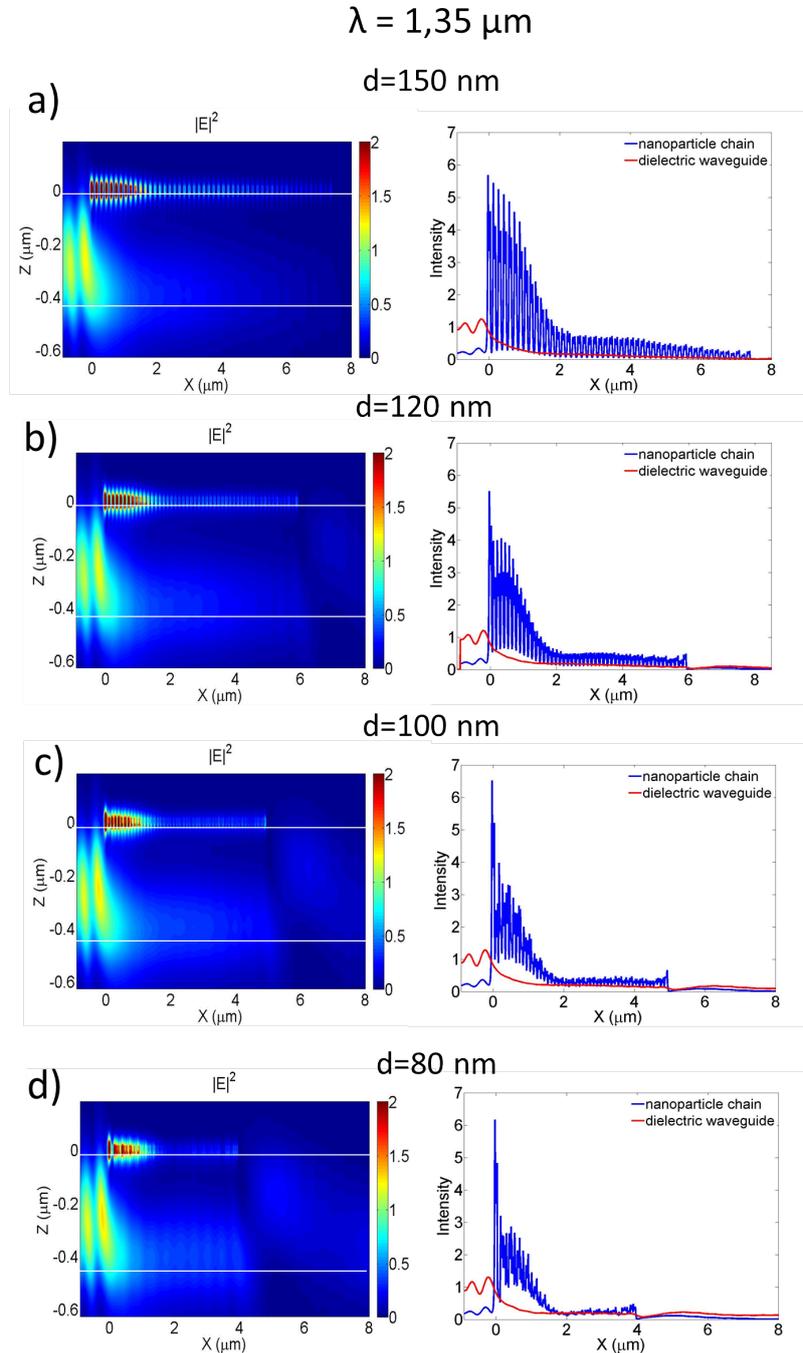


Figure II.44 – A gauche, cartographie de l'intensité du champ électrique (coupe longitudinale du guide). A droite, intensité suivant l'axe du guide en Si_3N_4 (en rouge) et suivant l'axe de symétrie de la chaîne de nanoparticules (en bleu) à la longueur d'onde de $1,35 \mu\text{m}$ pour $d=150 \text{ nm}$ a), $d=120 \text{ nm}$ b), $d=100 \text{ nm}$ c) et $d=80 \text{ nm}$ d).

la voisine d'après. A partir de $d=120 \text{ nm}$, les particules sont insuffisamment éloignées pour se coupler uniquement avec leurs plus proches voisins et nous remarquons que l'intensité dans la

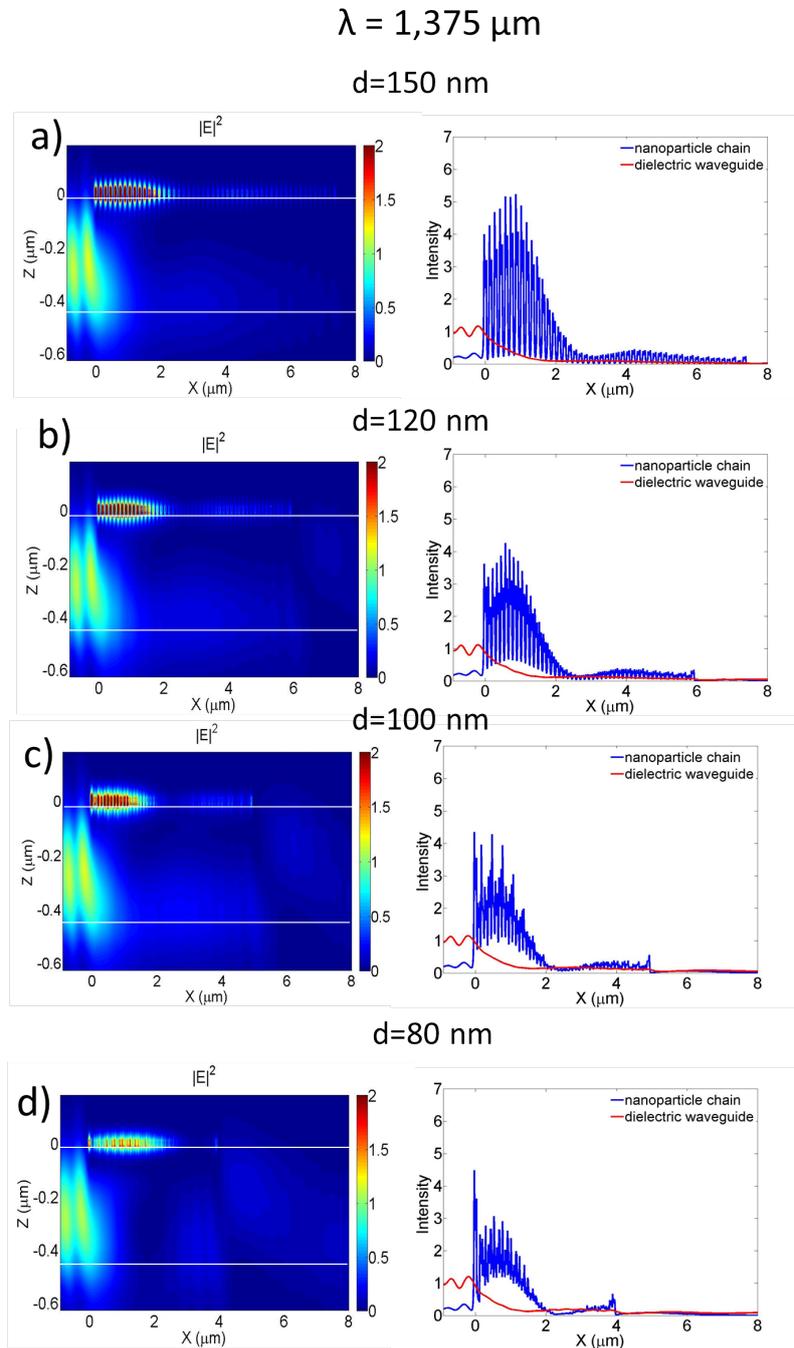


Figure II.45 – A gauche, cartographie de l'intensité du champ électrique (coupe longitudinale du guide). A droite, intensité suivant l'axe du guide en Si_3N_4 (en rouge) et suivant l'axe de symétrie de la chaîne de nanoparticules (en bleu) à la longueur d'onde de $1,375 \mu\text{m}$ pour $d=150 \text{ nm}$ a), $d=120 \text{ nm}$ b), $d=100 \text{ nm}$ c) et $d=80 \text{ nm}$ d).

chaîne de particules espacées de 150 nm est plus élevée que dans la chaîne avec un espacement de $d=120 \text{ nm}$. La distance $d=150 \text{ nm}$ permet donc un meilleur couplage entre particules, ce

II.3 Couplage d'une chaîne avec un guide d'onde diélectrique

$$\lambda = 1,4 \mu\text{m}$$

$$d=150 \text{ nm}$$

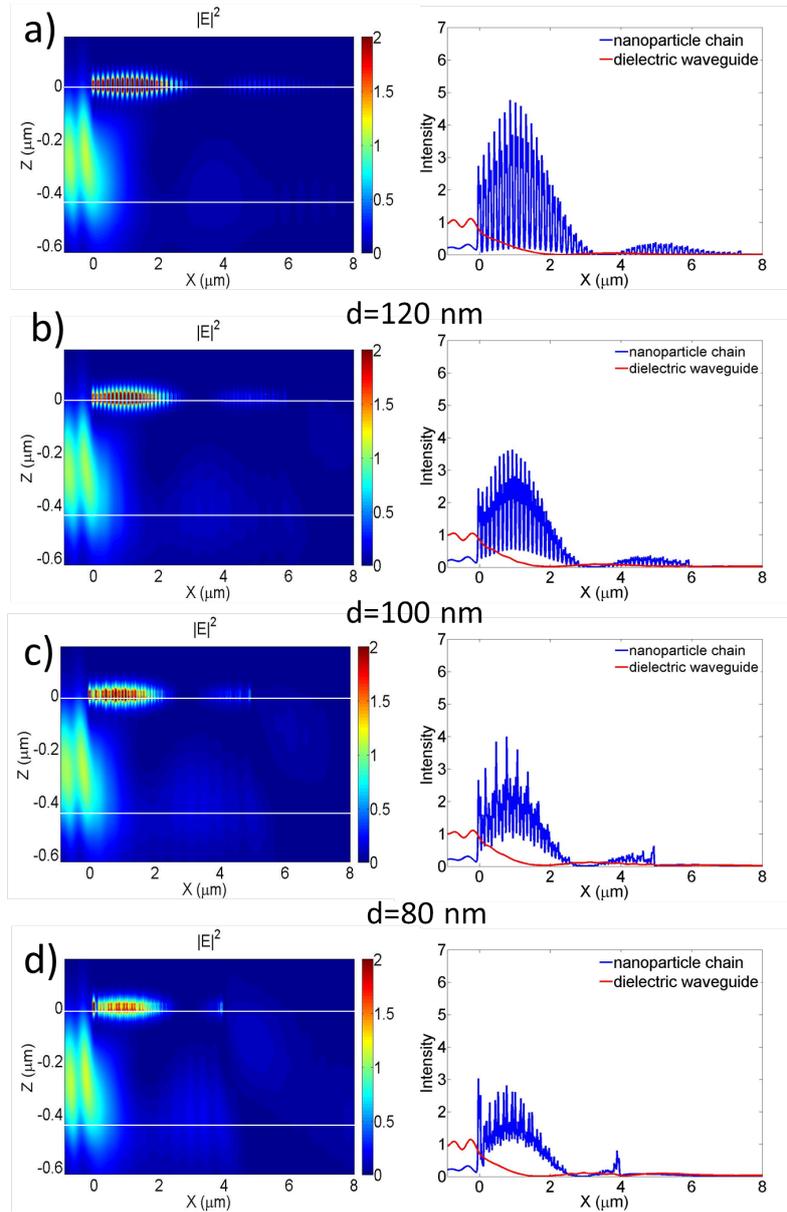


Figure II.46 – A gauche, cartographie de l'intensité du champ électrique (coupe longitudinale du guide). A droite, intensité suivant l'axe du guide en Si_3N_4 (en rouge) et suivant l'axe de symétrie de la chaîne de nanoparticules (en bleu) à la longueur d'onde de $1,4 \mu\text{m}$ pour $d=150 \text{ nm}$ a), $d=120 \text{ nm}$ b), $d=100 \text{ nm}$ c) et $d=80 \text{ nm}$ d).

qui se traduit par la création d'un guide d'onde qui, à la longueur d'onde de $1,4 \mu\text{m}$, possède le même indice effectif que le guide en nitrure de silicium. Les deux guides peuvent donc se

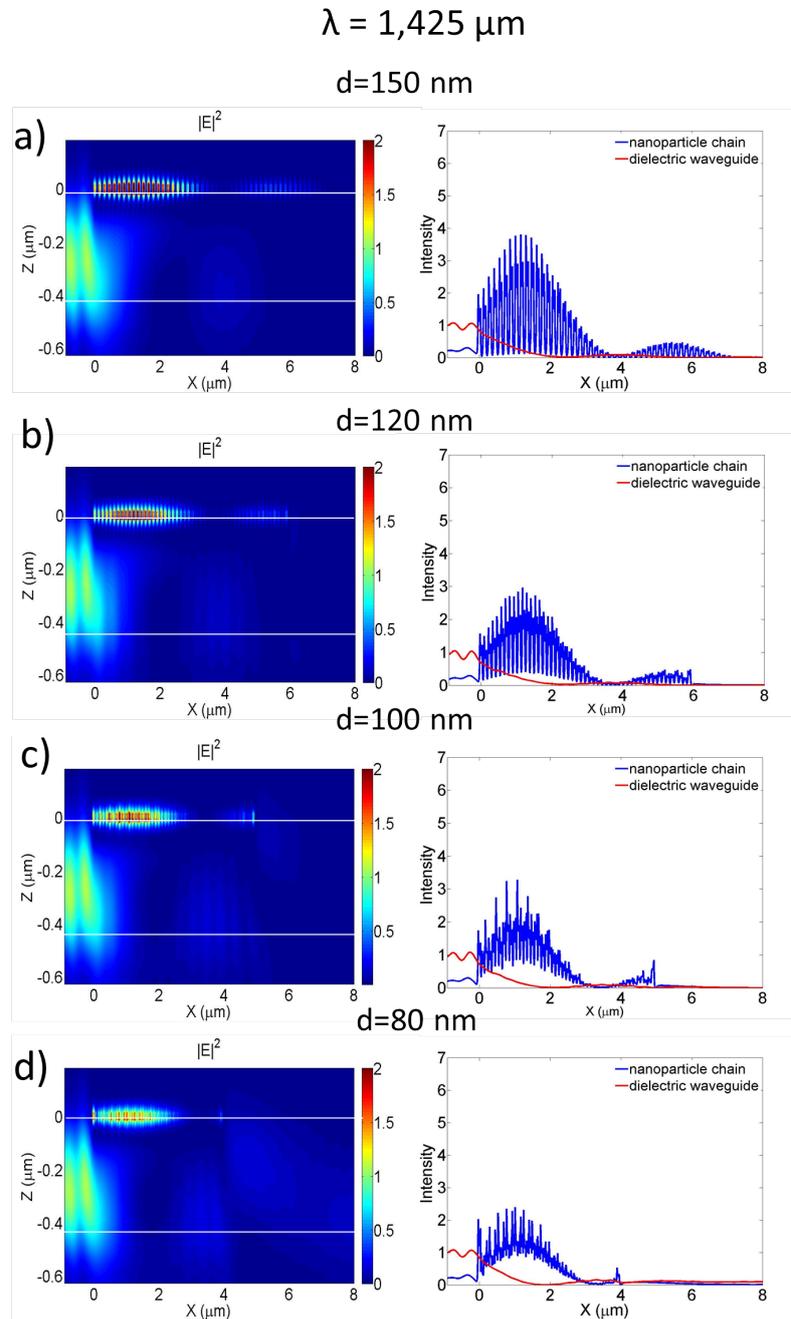


Figure II.47 – A gauche, cartographie de l’intensité du champ électrique (coupe longitudinale du guide). A droite, intensité suivant l’axe du guide en Si_3N_4 (en rouge) et suivant l’axe de symétrie de la chaîne de nanoparticules (en bleu) à la longueur d’onde de $1,425 \mu\text{m}$ pour $d=150 \text{ nm}$ a), $d=120 \text{ nm}$ b), $d=100 \text{ nm}$ c) et $d=80 \text{ nm}$ d).

coupler.

A la longueur d’onde $\lambda = 1,425 \mu\text{m}$, les cartographies de l’intensité du champ électrique

II.3 Couplage d'une chaîne avec un guide d'onde diélectrique

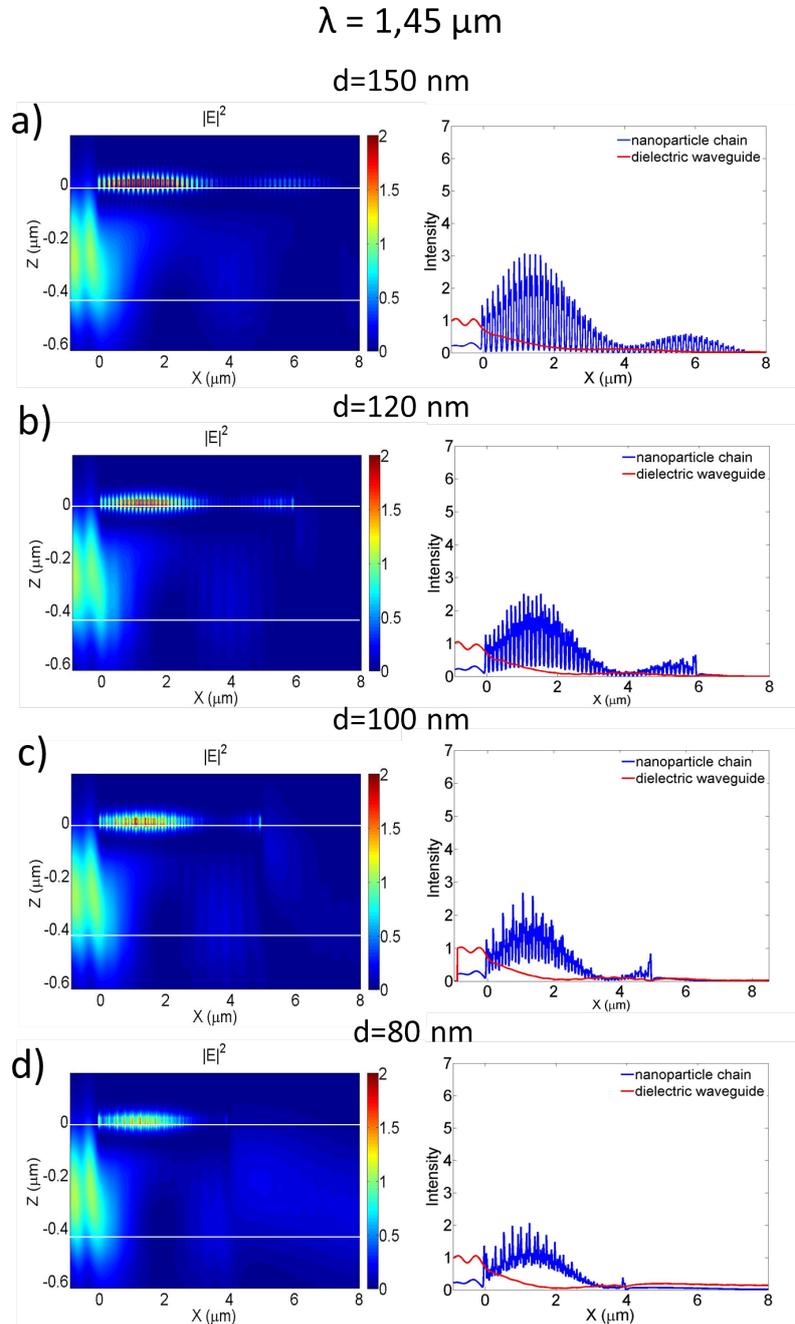


Figure II.48 – A gauche, cartographie de l'intensité du champ électrique (coupe longitudinale du guide). A droite, intensité suivant l'axe du guide en Si_3N_4 (en rouge) et suivant l'axe de symétrie de la chaîne de nanoparticules (en bleu) à la longueur d'onde de $1,45 \mu\text{m}$ pour $d=150 \text{ nm}$ a), $d=120 \text{ nm}$ b), $d=100 \text{ nm}$ c) et $d=80 \text{ nm}$ d).

montrent que le champ électrique est totalement transféré d'un guide à l'autre et ce, pour toutes les distances inter-particules. Pour $d=100 \text{ nm}$, 120 nm et 150 nm , les niveaux de transmission du

guide sont proches du minimum, autrement dit, les particules absorbent la lumière du guide de façon maximale. De plus, l'intensité du champ électrique est très bien répartie dans la chaîne de particules (figure II.47). Lorsque $d=80$ nm, la transmission du guide n'est pas à son minimum. Cependant, la cartographie de l'intensité du champ électrique montre que le couplage est quasi-total entre les deux guides bien que l'intensité dans la chaîne soit plus faible que dans les autres cas. Ces différences confirment à nouveau que le couplage entre les deux guides dépend de la distance entre les particules. L'indice effectif du guide plasmonique varie en fonction de d . Le couplage entre les deux guides se produit donc lorsque la distance entre les particules permet d'obtenir un bon couplage entre elles (lorsque l'on excite un mode de chaîne) et lorsque l'indice effectif du guide plasmonique est très proche de celui du guide en Si_3N_4 .

A $1,45 \mu\text{m}$, (figure II.43), le couplage entre les guides n'est plus total et l'intensité dans les chaînes est plus faible. Les indices effectifs des deux guides à cette longueur d'onde commencent à différer. Le couplage entre les deux guides s'en trouve altéré. On note aussi un comportement différent à $1,35 \mu\text{m}$. On ne voit que la décroissance exponentielle induite par les pertes des nanoparticules sans qu'il n'y ait de mode de chaîne.

En conclusion, les simulations ont démontré un phénomène de mode couplé entre un guide plasmonique à base de chaîne de nanoparticules et un guide en Si_3N_4 . L'efficacité de couplage entre ces guides d'onde est liée à la distance entre les particules. Pour $d=150$ nm, la courbe de transmission (figure II.43 a)) présente un minimum sur une large bande de longueur d'onde. De plus, les cartographies de l'intensité du champ électrique montrent que le couplage total entre les guides est aussi réalisé sur une plus grande bande de longueurs d'onde que pour les autres distances étudiées.

3.2 Couplage entre un guide en SOI et une chaîne de 50 nanoparticules

Considérons un guide d'onde en SOI à la place d'un guide en Si_3N_4 . La figure II.49 montre la structure simulée. Un guide en silicium de $500 \text{ nm} \times 220 \text{ nm}$ est déposé sur une couche de $2 \mu\text{m}$ de silice elle-même déposée sur un substrat de silicium (les simulations ne tiennent pas compte de ce substrat). Les nanoparticules d'or sont dimensionnées à partir des résultats du modèle CDA. Pour une chaîne de 50 ellipsoïdes espacés de 150 nm et encapsulés dans un matériau d'indice égal à l'indice effectif d'un guide SOI, les particules ont pour dimensions : $D_1=140$ nm, $D_2=60$ nm et $D_3=25$ nm. Nous utilisons les mêmes dimensions bien que les nanoparticules ne soient pas ellipsoïdales, comme le montre la figure II.49 b) et c). Les indices de réfraction des matériaux sont tirés du Palik [PALIK1997].

II.3 Couplage d'une chaîne avec un guide d'onde diélectrique

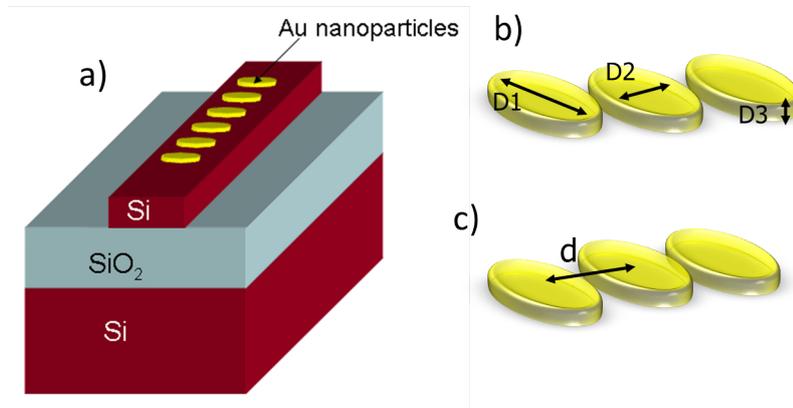


Figure II.49 – Structure simulée, a) le guide est constitué d'un substrat de silicium (non présent dans les simulations), d'une couche de silice de $2\mu\text{m}$, et du guide en silicium de dimension $500\text{ nm} \times 220\text{ nm}$. La chaîne de nanoparticules est constituée de 50 nanoparticules avec $D1=140\text{ nm}$, $D2=60\text{ nm}$ et $D3=25\text{ nm}$ pour une distance inter-particules centre à centre $d=150\text{ nm}$ (b) et c)). Les indices de réfraction de tous les matériaux sont issus du Palik [PALIK1997].

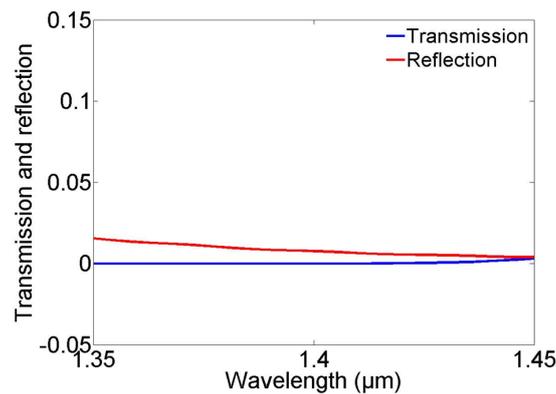


Figure II.50 – Puissance transmise par le guide SOI après la chaîne de nanoparticules (en bleu). En rouge : puissance réfléchie par la chaîne pour une distance inter-particules $d=150\text{ nm}$.

La puissance réfléchie par la chaîne de nanoparticules est encore plus faible que pour le guide en Si_3N_4 avec environ 2% de réflexion, laquelle est donc négligeable. La puissance transmise est nulle (à 1% près) de $1,35\ \mu\text{m}$ à $1,435\ \mu\text{m}$ et donc également plus faible qu'avec le guide en Si_3N_4 . L'absorption des nanoparticules est donc plus importante que dans le cas du guide en Si_3N_4 .

A $1,35\ \mu\text{m}$, la cartographie de l'intensité du champ électrique ainsi que les courbes d'intensité au centre du guide SOI et suivant l'axe de la chaîne de nanoparticules (II.51 a)) montrent que le champ électrique du guide diélectrique est totalement absorbé par les nanoparticules sur une courte distance d'environ $3\ \mu\text{m}$. L'intensité déposée dans la chaîne est supérieure à celle dans le cas du Si_3N_4 . Il n'est pas étonnant que les nanoparticules absorbent plus avec un guide en

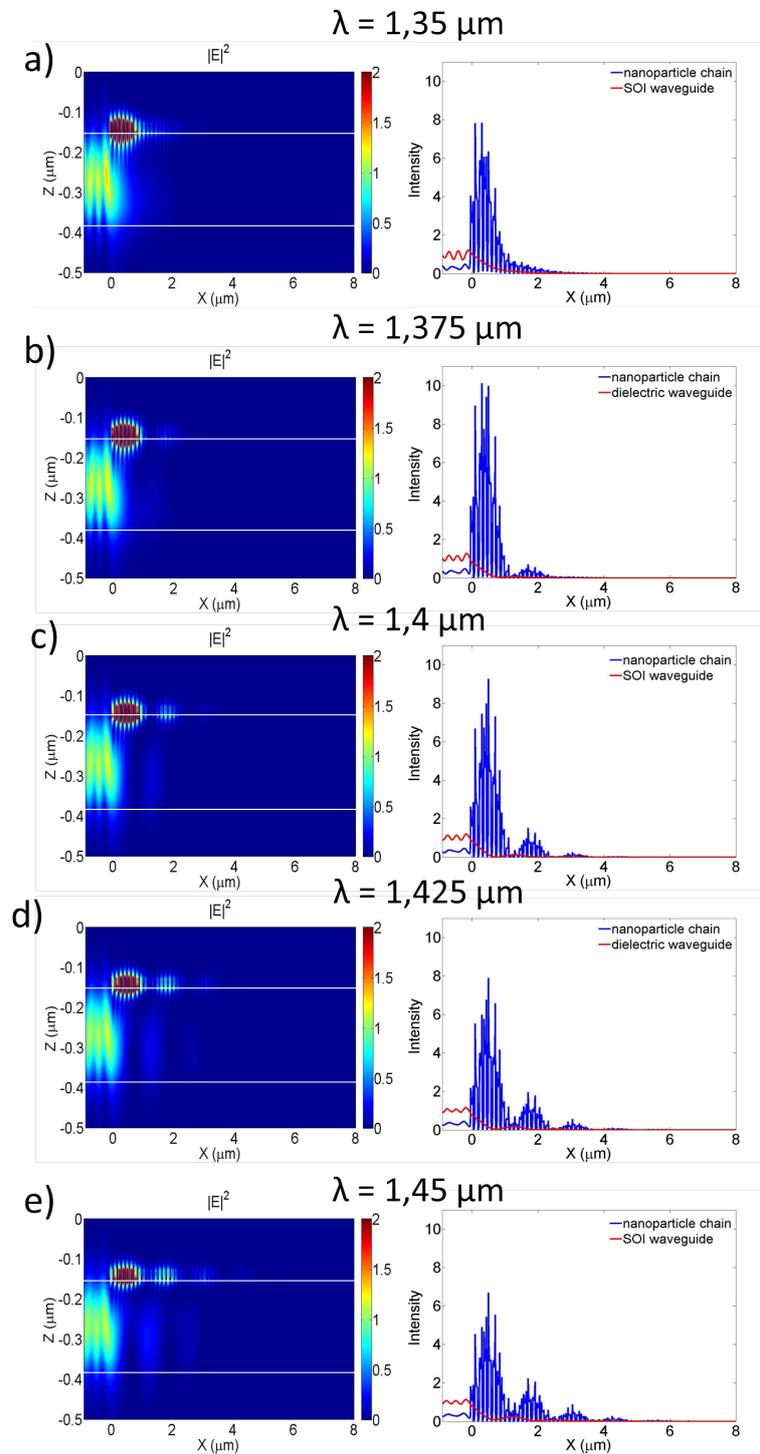


Figure II.51 – A gauche, cartographie de l'intensité du champ électrique (coupe longitudinale le long du guide). A droite, intensité au milieu du guide en SOI en rouge et au milieu de la chaîne de nanoparticules en bleu pour $d=150 \text{ nm}$ à $\lambda=1,35 \mu\text{m}$ a), $\lambda=1,375 \mu\text{m}$ b), $\lambda=1,4 \mu\text{m}$ c), $\lambda=1,425 \mu\text{m}$ d) et $\lambda=1,45 \mu\text{m}$ e).

II.4 Interprétation par la théorie des modes couplés

SOI, car le champ électrique est plus confiné à la surface du métal du fait du plus grand indice du silicium ($\approx 3,5$) comparé à celui du nitrure de silicium (≈ 2).

Le phénomène de guides d'onde couplés commence à apparaître à $1,375 \mu\text{m}$ avec une décroissance exponentielle de l'intensité dans la chaîne de nanoparticules caractéristique des guides d'onde plasmoniques. Cependant, comme pour le guide en Si_3N_4 , le couplage entre le guide plasmonique et le guide diélectrique n'est pas total (figure II.51 b)). Il devient total à $1,4 \mu\text{m}$ avec une distance de couplage bien plus faible que pour le Si_3N_4 , (figure II.51 c)). De plus le couplage/recouplage d'un guide à l'autre est observable deux fois, ce qui démontre qu'il s'agit bien d'un comportement de guides couplés, qui se répéterait sur une très grande distance s'il n'y avait pas de pertes dans le guide plasmonique.

Le couplage entre les deux guides d'onde n'est plus total à partir de $1,425 \mu\text{m}$ (figure II.51 d) et e)), les indices effectifs des deux guides commençant donc à se différencier à partir de $1,425 \mu\text{m}$.

4 Interprétation par la théorie des modes couplés

4.1 Théorie des modes couplés

La théorie des modes couplés est très utilisée pour déterminer le comportement de deux guides d'onde couplés. Nous allons ici nous limiter aux grandes lignes de cette théorie, le détail pourra être trouvé dans la référence [YARIV2005]. Considérons deux guides d'ondes différents séparés par une distance finie comme illustré sur la figure II.52.

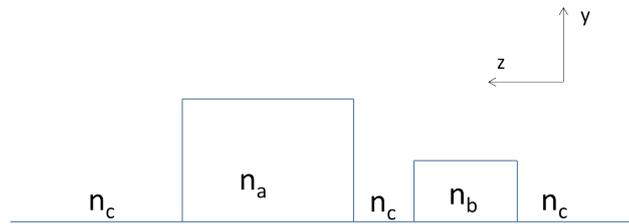


Figure II.52 – Deux guides d'onde diélectriques, parallèles, séparés par une distance finie. n_a est l'indice du cœur du guide a, n_b est l'indice du cœur du guide b et n_c est l'indice du milieu encapsulant les guides.

Soit $\vec{E}_a \exp [i(\omega t - \beta_a x)]$ et $\vec{E}_b \exp [i(\omega t - \beta_b x)]$ les modes de propagation de chaque guide pris individuellement lorsqu'ils sont suffisamment espacés pour ne pas se coupler. Quand ces deux guides sont séparés par une distance finie, l'expression générale du champ électrique de

l'onde se propageant dans la structure de guides d'onde couplés peut être approximée par :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = A(x)\vec{E}_a \exp [i(\omega t - \beta_a x)] + B(x)\vec{E}_b \exp [i(\omega t - \beta_b x)]. \quad (\text{II.19})$$

Le profil d'indice de la structure de guides d'ondes peut être écrit sous la forme suivante :

$$n^2(y, z) = n_s^2(y, z) + \Delta n_a^2(y, z) + \Delta n_b^2(y, z) \quad (\text{II.20})$$

avec :

$$\begin{aligned} \Delta n_a^2(y, z) &= n_a^2 - n_c^2 \\ \Delta n_b^2(y, z) &= n_b^2 - n_c^2 \\ n_s^2(x, y) &= n_c^2 \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

où $n_s^2(y, z)$ représente la distribution des indices de réfraction à l'extérieur du coeur des deux guides, $\Delta n_a^2(y, z)$ dénote la présence du guide a, et $\Delta n_b^2(y, z)$ la présence du guide b. Avec cette définition, le profil d'indice du guide a est $n_a^2(y, z) = n_s^2(y, z) + \Delta n_a^2(y, z)$ et le profil d'indice du guide b est $n_b^2(y, z) = n_s^2(y, z) + \Delta n_b^2(y, z)$.

La présence du guide b impose une perturbation diélectrique $\Delta n_b^2(y, z)$ à la propagation du mode $A(x)\vec{E}_a \exp [i(\omega t - \beta_a x)]$ et vice-versa. Le champ électrique total de la structure déterminé à partir de l'équation II.19 doit vérifier l'équation d'onde :

$$\left(\frac{\partial^2}{\delta x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} [n_s^2(y, z) + \Delta n_a^2(y, z) + \Delta n_b^2(y, z)] \right) \vec{E} = 0 \quad (\text{II.22})$$

Le problème consiste à déterminer les amplitudes des modes c'est à dire A(x) et B(x). En injectant l'équation II.19 de E dans l'équation II.22 et en supposant que les amplitudes du mode varient lentement suivant z (approximation de l'enveloppe variant lentement), après quelques

II.4 Interprétation par la théorie des modes couplés

calculs on obtient :

$$\begin{aligned}\frac{dA}{dx} &= -i\kappa_{ab}Be^{i(\beta_a-\beta_b)x} - i\kappa_{aa}A \\ \frac{dB}{dx} &= -i\kappa_{ba}Ae^{i(\beta_a-\beta_b)x} - i\kappa_{bb}B\end{aligned}\tag{II.23}$$

où

$$\begin{aligned}\kappa_{ab} &= \frac{\omega}{4}\varepsilon_0 \int \int \vec{E}_a^* \cdot \Delta n_a^2(y, z) \vec{E}_b dydz \\ \kappa_{ba} &= \frac{\omega}{4}\varepsilon_0 \int \int \vec{E}_b^* \cdot \Delta n_b^2(y, z) \vec{E}_a dydz \\ \kappa_{aa} &= \frac{\omega}{4}\varepsilon_0 \int \int \vec{E}_a^* \cdot \Delta n_a^2(y, z) \vec{E}_a dydz \\ \kappa_{bb} &= \frac{\omega}{4}\varepsilon_0 \int \int \vec{E}_b^* \cdot \Delta n_b^2(y, z) \vec{E}_b dydz\end{aligned}\tag{II.24}$$

Les modes sont orthogonaux. Donc si la puissance est normalisée, l'orthonormalisation des modes s'écrit :

$$\begin{aligned}\frac{1}{2} \int \int (\vec{E}_b \times \vec{H}_a^*) \cdot \vec{x} dydz &= \partial_{ba} \\ \frac{1}{2} \int \int (\vec{E}_a \times \vec{H}_b^*) \cdot \vec{x} dydz &= \partial_{ab}\end{aligned}\tag{II.25}$$

∂ est le signe de Kronecker. Dans le cas d'un mode TE, II.25 peut être exprimé :

$$\begin{aligned}\frac{\beta_b}{2\omega\mu} \int \int (\vec{E}_b \times \vec{E}_a^*) \cdot \vec{x} dydz &= \partial_{ba} \\ \frac{\beta_a}{2\omega\mu} \int \int (\vec{E}_a \times \vec{E}_b^*) \cdot \vec{x} dydz &= \partial_{ab}\end{aligned}\tag{II.26}$$

Si les guides sont faiblement couplés, l'intégrale de recouvrement des modes est faible, et

on peut donc écrire :

$$\int \int \vec{E}_a^* \cdot \vec{E}_b dydz \ll \int \int \vec{E}_a^* \cdot \vec{E}_a dydz \quad (\text{II.27})$$

Les termes κ_{aa} et κ_{bb} résultent de la perturbation diélectrique d'un guide provoqué par la présence de l'autre et représentent une simple correction des constantes de propagation β_a et β_b respectivement. Les termes κ_{ab} et κ_{ba} représentent le couplage d'échange entre les deux guides. Pour respecter la conservation de l'énergie, les coefficients de couplage doivent respecter : $\kappa_{ba} = \kappa_{ab}^*$.

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z, t) &= A(x)\vec{E}_a \exp [i(\omega t - \gamma_a x)] + B(x)\vec{E}_b \exp [i(\omega t - \gamma_b x)] \\ \gamma_a &= \beta_a + \kappa_{aa} \\ \gamma_b &= \beta_b + \kappa_{bb} \end{aligned} \quad (\text{II.28})$$

Le système d'équations couplées [II.23](#) se réécrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dx} &= -i\kappa_{ab}B e^{i2\delta x} \\ \frac{dB}{dx} &= -i\kappa_{ba}A e^{-i2\delta x} \end{aligned} \quad (\text{II.29})$$

où 2δ est le terme de désaccord de phase, qui est donné par :

$$2\delta = \gamma_a - \gamma_b = (\beta_a + \kappa_{aa}) - (\beta_b + \kappa_{bb}) \quad (\text{II.30})$$

En supposant $\kappa_{ba} = \kappa_{ab} = \kappa$, nous pouvons déterminer, grâce au système d'équations [II.29](#),

II.4 Interprétation par la théorie des modes couplés

les puissances dans les deux guides ($P_a(x)=|A(x)|^2$ et $P_b(x)=|B(x)|^2$) qui s'écrivent :

$$\begin{aligned} P_a(x) &= P_0 - P_b(x) \\ P_b(x) &= P_0 F \sin \frac{\pi x}{2L_c} \end{aligned} \tag{II.31}$$

où $P_0=|A(0)|^2=A_0^2$ est la puissance injectée dans le guide d'onde a à $x=0$. $F = \frac{1}{1+\frac{\delta^2}{\kappa^2}}$ est le maximum de puissance échangée d'un guide à l'autre et $L_c = \frac{\pi}{(2\kappa(1+\frac{\delta^2}{\kappa^2}))^{1/2}}$ est la longueur de couplage. La constante de propagation de chaque supermode (pair et impair) est donnée par :

$$\beta_{p,i} = \frac{\beta_a + \beta_b}{2} \pm \sqrt{\frac{\beta_b - \beta_a}{2} + \kappa^2} \tag{II.32}$$

La théorie précédente des modes couplés est applicable, comme nous l'avons indiqué, pour des guides d'onde faiblement couplés, ce qui n'est pas notre cas puisque les guides diélectriques et la chaîne de nanoparticules sont fortement couplés. Cette théorie doit donc être modifiée, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

4.2 Théorie des modes couplés en couplage fort

Lorsque les deux guides sont très proches l'un de l'autre (dans notre cas les chaînes de nanoparticules sont posées sur le guide diélectrique), le couplage entre les guides est fort. La théorie des modes couplés doit donc être modifiée, cette nouvelle théorie se nomme "la théorie des modes couplés améliorée" (en anglais Improved coupled mode theory). Nous allons nous limiter à la description de base, le détail des calculs pourra être trouvé à la référence [CHUANG1995]. Le fort couplage entre les guides modifie les expressions des champs magnétiques et électriques des guides a et b. En effet, nous devons tenir compte des composantes transverses de ces champs

qui s'écriront donc :

$$\begin{aligned}
 \vec{E}^{(a)} &= \left[E_t^{(a)}(y, z) - E_x^{(a)}(y, z) \right] e^{i\beta_{ax}} \\
 \vec{H}^{(a)} &= \left[H_t^{(a)}(y, z) - H_x^{(a)}(y, z) \right] e^{i\beta_{ax}} \\
 \vec{E}^{(b)} &= \left[E_t^{(b)}(y, z) - E_x^{(b)}(y, z) \right] e^{i\beta_{bx}} \\
 \vec{H}^{(b)} &= \left[H_t^{(b)}(y, z) - H_x^{(b)}(y, z) \right] e^{i\beta_{bx}}
 \end{aligned} \tag{II.33}$$

La conservation de l'énergie induit des intégrales de recouvrement, liées aux composantes transverses des champs magnétiques et électriques, qui ne sont plus nulles comme dans le cas de couplage faible :

$$\begin{aligned}
 C_{ab} &= \frac{1}{2} \int \int (E_t^{(b)} \times H_t^{(a)}) \cdot \vec{x} dy dz \\
 C_{ba} &= \frac{1}{2} \int \int (E_t^{(a)} \times H_t^{(b)}) \cdot \vec{x} dy dz \\
 \text{et } C &= \frac{C_{ab} + C_{ba}}{2}
 \end{aligned} \tag{II.34}$$

Ces intégrales de recouvrement entraînent des modifications dans les valeurs des coefficients de couplage κ_{ab} et κ_{ba} ainsi que des constantes de propagation γ_a et γ_b :

$$\begin{aligned}
 \gamma_a &= \beta_a + \frac{K_{aa} - CK_{ba}}{1 - C^2} \\
 \gamma_b &= \beta_b + \frac{K_{bb} - CK_b}{1 - C^2} \\
 \kappa_{ab} &= \frac{K_{ab} - CK_{bb}}{1 - C^2} \\
 \kappa_{ba} &= \frac{K_{ba} - CK_{aa}}{1 - C^2}
 \end{aligned} \tag{II.35}$$

II.4 Interprétation par la théorie des modes couplés

où

$$\begin{aligned}
 K_{ab} &= \frac{\omega}{4} \varepsilon_0 \int \int (\Delta n^{(b)})^2(y, z) \left[\vec{E}_t^{(a)} \cdot \vec{E}_t^{(b)} - \vec{E}_x^{(a)} \cdot \vec{E}_x^{(b)} \right] dydz \\
 K_{ba} &= \frac{\omega}{4} \varepsilon_0 \int \int (\Delta n^{(a)})^2(y, z) \left[\vec{E}_t^{(b)} \cdot \vec{E}_t^{(a)} - \vec{E}_x^{(b)} \cdot \vec{E}_x^{(a)} \right] dydz \\
 K_{aa} &= \frac{\omega}{4} \varepsilon_0 \int \int (\Delta n^{(a)})^2(y, z) \left[\vec{E}_t^{(a)} \cdot \vec{E}_t^{(a)} - \vec{E}_x^{(a)} \cdot \vec{E}_x^{(a)} \right] dydz \\
 K_{bb} &= \frac{\omega}{4} \varepsilon_0 \int \int (\Delta n^{(b)})^2(y, z) \left[\vec{E}_t^{(b)} \cdot \vec{E}_t^{(b)} - \vec{E}_x^{(b)} \cdot \vec{E}_x^{(b)} \right] dydz
 \end{aligned} \tag{II.36}$$

Le terme de désaccord de phase δ est donné par :

$$\delta = \frac{\gamma_a - \gamma_b}{2\sqrt{\kappa_{ab}\kappa_{ba}}} \tag{II.37}$$

La puissance dans chaque guide s'exprime, lorsque le signal est injecté dans le guide a :

$$\begin{aligned}
 P_a(x) &= 1 - \left(\frac{1 - C_{ab}C_{ba}}{1 + \delta^2} \right) e^{\sinh^{-1}\left(\delta \frac{C_{ab} + C_{ba}}{2}\right)} \sin^2 \left(x \sqrt{\kappa_{ab}\kappa_{ba}} (1 + \delta^2) \right) \\
 P_b(x) &= C_{ab}C_{ba} + \frac{1 - C_{ab}C_{ba}}{1 + \delta^2} \sin^2 \left(x \sqrt{\kappa_{ab}\kappa_{ba}} (1 + \delta^2) \right)
 \end{aligned} \tag{II.38}$$

La constante de propagation (pair et impair) du supermode s'exprime :

$$\beta_{p,i} = \frac{\gamma_a + \gamma_b}{2} \pm \sqrt{\kappa_{ab}\kappa_{ba}} \sqrt{1 + \delta^2} \tag{II.39}$$

Dans les calculs précédents, nous avons considéré les guides parfaits, donc sans pertes. Cependant, les chaînes de nanoparticules présentent des pertes importantes. Il est possible de tenir compte des pertes dans la théorie des modes couplés améliorée. Si le guide b est le guide plasmonique, les pertes peuvent être introduites en ajoutant une partie imaginaire à la constante de propagation γ_b . Soit α cette partie imaginaire, la constante de propagation du supermode

peut être réécrite sous la forme :

$$\begin{aligned}\beta_{p,i} &= \frac{\gamma_a + \gamma_b + i\alpha}{2} \pm \sqrt{\kappa_{ab}\kappa_{ab}} \sqrt{1 + \left(\delta - \frac{i\alpha}{2\sqrt{\kappa_{ab}\kappa_{ba}}} \right)} \\ &= \frac{\gamma_a + \gamma_b + i\alpha}{2} \pm \sqrt{\kappa_{ab}\kappa_{ba} + \frac{(\gamma_a - \gamma_b - i\alpha)^2}{4}}\end{aligned}\quad (\text{II.40})$$

La théorie des modes couplés améliorée modélisant un couplage "fort" entre deux guides d'ondes se ramène donc à celle du couplage "faible", à condition de remplacer les constantes de propagation des supermodes et les coefficients de couplage par les termes des équations II.35 et II.40.

4.3 Cas du guide SOI couplé avec une chaîne de nanoparticules métalliques

Considérons la structure traitée au paragraphe 3.2 (figure II.49). Les simulations FDTD ont montré qu'à 1400 nm l'énergie transférée du guide SOI à la chaîne de nanoparticules était proche de 100%, tandis qu'à 1350 nm le couplage entre les guides semblait ne pas exister et qu'à 1450 nm il était présent sans être total (figure II.51 c)).

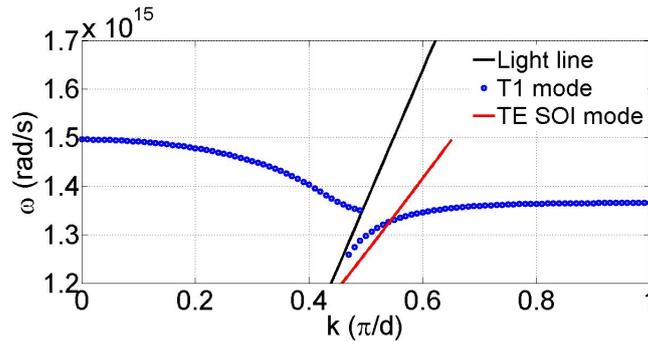


Figure II.53 – Partie réelle de la relation de dispersion d'une chaîne de nanoparticules infinie immergée dans un milieu uniforme (bleu) et du guide SOI (rouge), la ligne de lumière est tracée en noir. Pour tenir compte de la dissymétrie de la structure (le silicium est présent seulement en dessous des nanoparticules d'or), la chaîne de nanoparticules est encapsulée dans l'indice effectif du guide SOI.

Les différents comportements de couplage peuvent être expliqués à partir des relations de dispersion de la figure II.53, qui rassemble la relation de dispersion du guide SOI et celle de la chaîne de nanoparticules. La relation de dispersion de la chaîne de nanoparticules d'or

II.5 Comparaison entre le couplage à un guide d'onde en Si_3N_4 et celui à un guide SOI

est calculée grâce au modèle CDA. Comme nous l'avons vu au chapitre 2.2.1, une chaîne de nanoparticules peut être considérée comme quasi-infinie à partir de 20 particules. Dès lors, la relation de dispersion de la chaîne de nanoparticules que nous considérons suit celle d'une chaîne infinie. Nous faisons par ailleurs, l'hypothèse que la chaîne de nanoparticules est simplement immergée dans un milieu homogène d'indice de réfraction égal à l'indice effectif du guide SOI. La courbe de dispersion de la chaîne de nanoparticules sous la ligne de lumière possède alors une partie relativement aplatie avec un maximum à $\omega = 1,37 \cdot 10^{15} \text{rad/s}$. Les nanoparticules métalliques ne peuvent donc avoir un comportement de guide d'onde au dessus de ce maximum et le comportement de guides couplés ne pourra être observé. En revanche, dans la gamme de fréquences où les deux courbes de dispersion, de pentes différentes, se croisent ($\delta = 0$) deux supermodes peuvent coexister. Lorsque ω décroît encore, le couplage entre les deux guides existe mais n'est plus total, car $\delta \neq 0$.

Le couplage entre les deux guides étant fort, la théorie des modes couplés améliorée est un outil analytique qui permet d'interpréter les résultats de simulation. Pour simplifier l'interprétation, les pertes ohmiques des nanoparticules sont négligées. En suivant les notations du paragraphe 4.2, le guide a est le guide SOI et le guide b la chaîne de nanoparticules d'or. Le transfert d'énergie du guide a au guide b est total seulement si $\delta = 0$ (les deux constantes de propagation et donc les indices effectifs des deux modes guides sont les mêmes). Un tel transfert est réalisé à $x = \frac{\pi}{2\sqrt{\kappa_{ab}\kappa_{ba}}} = L_c$. La simulation FDTD de la figure II.54 montre que la longueur de couplage (la moitié de la période d'oscillation) est $L_c \approx 640 \text{nm}$. Cette distance de couplage est très faible comparée au couplage de deux guides diélectriques (typiquement $L_c = 100 \mu\text{m}$). Elle est aussi plus faible que dans le cas d'un guide plasmonique à fente, couplé à un guide SOI ($L_c = 1 \mu\text{m}$) [DELACOUR2010]. Le coefficient de couplage $\sqrt{\kappa_{ab}\kappa_{ba}}$ est très élevé $\approx 2454 \text{mm}^{-1}$. La théorie des modes couplés améliorée prédit aussi que pour des guides fortement couplés avec des intégrales de recouvrement non négligeables le maximum de puissance dans le guide b ne coïncide pas avec le minimum de puissance dans le guide a (figure II.54). Ce qui est vérifié par la simulation FDTD. Cette théorie prédit enfin une dissymétrie des deux constantes de propagation des supermodes.

5 Comparaison entre le couplage à un guide d'onde en Si_3N_4 et celui à un guide SOI

Des différences de couplages sont présentes suivant le matériau utilisé comme guide diélectrique. La taille des particules doit être adaptée en fonction de l'indice de réfraction du matériau

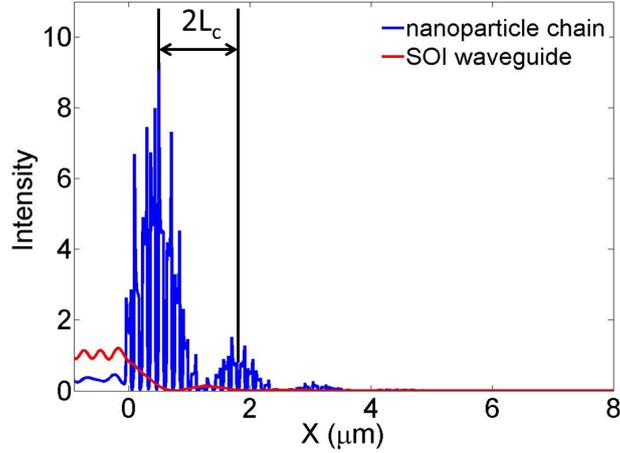


Figure II.54 – Intensité le long de l’axe de symétrie de la chaîne de nanoparticules (en bleu) et le long de l’axe du guide SOI à $\lambda = 1,4\mu m$.

utilisé. Deux matériaux sont ici considérés, le nitrure de silicium et le silicium. Les dimensions des particules sont déterminées pour qu’elles résonnent aux mêmes longueurs d’onde avec un minimum centré à environ 1400 nm.

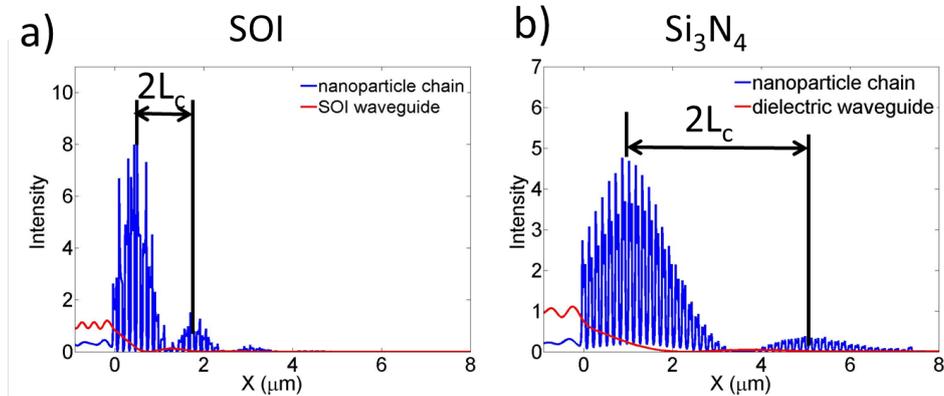


Figure II.55 – Intensité calculée le long de l’axe de symétrie de la chaîne de nanoparticules et le long de l’axe du guide SOI a) ou Si_3N_4 b) à $\lambda = 1,4\mu m$.

La figure II.55 montre la différence de longueur de couplage suivant que le guide est en Si ou en Si_3N_4 . Pour un guide SOI, la longueur de couplage (définie comme la demi période d’une oscillation) est de $L_c \approx 640nm$ alors qu’elle est de $L_c \approx 2100nm$ pour le guide en Si_3N_4 . La valeur de L_c pour le SOI est proche de la longueur d’onde dans le guide diélectrique ($\approx 542nm$) alors que pour le guide en Si_3N_4 la longueur d’onde dans le guide diélectrique est bien plus faible ($\approx 930nm$). Le coefficient de couplage $\sqrt{\kappa_{ab}\kappa_{ba}}$ est très élevé pour le SOI $\approx 2454mm^{-1}$ et diminue pour le Si_3N_4 à $\approx 748mm^{-1}$. D’autres différences sont aussi à noter : (i) l’intensité

du champ électrique dans la chaîne est plus élevée pour un guide SOI que pour un guide en Si_3N_4 , et (ii) la chaîne de nanoparticules guide la lumière sur une plus grande distance dans le cas du guide en Si_3N_4 . Ces différences s'expliquent par les valeurs des indices effectifs. Pour un guide en SOI, l'indice effectif du mode fondamental TE est d'environ 2,56 alors qu'il est d'environ 1,53 dans le guide en Si_3N_4 à $\lambda = 1400nm$. L'énergie est donc plus confinée dans le guide SOI. De plus, la longueur d'onde dans le guide SOI est environ 2 fois plus faible ce qui se traduit par une distance de couplage plus courte avec la chaîne de nanoparticules. Malgré ces différences, le comportement de guides couplés suit le même mécanisme dans les deux cas.

6 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a décrit le modèle analytique basé sur l'approximation de dipôles ponctuels couplés (CDA) ainsi que le modèle numérique de FDTD.

Le modèle CDA montre que l'on excite successivement les particules du début, du milieu et/ou de la fin d'une chaîne de nanoparticules lorsque l'on augmente la longueur d'onde. Pour une chaîne de nanoparticules immergée dans un milieu d'indice 1,55 (indice effectif d'un guide en Si_3N_4), des particules ellipsoïdales de dimensions $D1 = 240 \text{ nm} \times D2 = 60 \text{ nm} \times D3 = 25 \text{ nm}$ résonnent à environ 1500 nm. Pour obtenir la même plage de fréquence de résonance avec des particules immergées dans un milieu correspondant à l'indice effectif d'un guide SOI (2,42 à $\lambda = 1550nm$), la taille du grand axe $D1$ des particules (axe dominant dans la réponse plasmon de surface localisé des particules pour notre configuration) doit être fortement réduit ($D1 = 140 \text{ nm}$). Plus généralement, plus l'indice de réfraction du milieu extérieur est fort, plus les particules résonneront à une grande longueur d'onde. Suivant la taille des particules, la distance inter-particules doit être déterminée pour que le couplage dipolaire entre particules soit optimum et que l'énergie puisse se propager sur la plus grande distance possible. Pour des particules immergées dans un milieu égal à l'indice effectif d'un guide SOI (ou d'un guide en Si_3N_4), nous avons évalué cette distance à $150 \text{ nm} \pm 50 \text{ nm}$. La distance inter-particules d est, de plus, une condition de validité de l'approximation de dipôle ponctuel couplé. Nous avons montré que pour des ellipsoïdes, la distance d doit être supérieure à $\frac{D1}{2}$ alors que pour des sphères, d doit être supérieure à $3R$, R étant le rayon de la sphère.

Pour dimensionner les particules ainsi que leur espacement, une méthodologie en 2 étapes est réalisée. Dans un premier temps, nous utilisons le modèle CDA qui permet de déterminer une géométrie et une distance inter-particules rapidement. Ensuite, nous utilisons la FDTD, qui

Chapitre II. Théorie et simulation

est très gourmande en mémoire et en temps, mais qui permet de simuler la structure complète à étudier.

Nous avons étudié numériquement le couplage entre des chaînes de nanoparticules et deux guides d'onde différents, l'un en SOI et l'autre en Si_3N_4 . Dans les deux cas, les simulations numériques ont démontré un comportement de guides couplés. L'énergie du mode TE du guide d'onde diélectrique vient exciter la résonance plasmon de surface localisé des particules d'or. Les particules se couplent alors et présentent un comportement de guide d'onde. L'énergie du mode TE du guide se couple avec le guide plasmonique puis se re-couple de la chaîne au guide d'onde diélectrique. Cependant, les pertes dans le guide plasmonique sont importantes, et se manifestent dans les courbes de transmission par un minimum prononcé dans les gammes de résonance de la chaîne.

La taille de la chaîne est un paramètre important pour le couplage d'un guide à la chaîne. En effet, pour 20 ou 50 particules, les chaînes se comportent comme des chaînes quasi-infinies, tandis que pour 5 particules, la chaîne se comporte comme une chaîne finie. Pour 10 particules le comportement de la chaîne est intermédiaire. Le milieu environnant la chaîne influence la position de la résonance plasmon de surface localisé qui détermine en retour la bande spectrale de fonctionnement du guide plasmonique.

Les relations de dispersion des deux guides (la chaîne de nanoparticules et le guide diélectrique) permettent d'interpréter les résultats obtenus et ce, malgré l'approximation de chaîne immergée dans un milieu homogène. Lorsque les relations de dispersion du guide plasmonique et du guide diélectrique se croisent, le transfert d'énergie d'un guide à l'autre est quasi-total (aux pertes près). Pour les longueurs d'onde plus grandes, le couplage entre les deux guides est présent mais le transfert d'énergie n'est plus total car les vecteurs $k_{//}$ des deux guides sont différents. Aux plus courtes longueurs d'onde, les nanoparticules ne se comportent plus comme un guide. Le phénomène de guides couplés avec le guide diélectrique ne peut alors exister.

La longueur de couplage entre un guide en Si_3N_4 et une chaîne de nanoparticules présente une valeur $L_c \approx 2100nm$. Cette longueur décroît fortement dans le cas du couplage entre un guide SOI et une chaîne de nanoparticules puisqu'elle passe à $L_c \approx 640nm$. Notons que la valeur de $L_c \approx 640nm$ est très proche de la longueur d'onde dans le silicium laquelle est d'environ 542 nm. La longueur d'onde dans le Si_3N_4 est d'environ 930 nm et se trouve donc éloignée de la longueur de couplage $L_c \approx 2100nm$ obtenue. Nous avons utilisé la théorie des modes couplés améliorées pour modéliser un couplage fort entre deux guides d'ondes et déterminer les coeffi-

II.6 Conclusion du chapitre

cients de couplage des deux structures étudiées. Pour le couplage SOI/chaîne de nanoparticules, nous obtenons un coefficient de couplage très élevé de $2454mm^{-1}$ alors que pour le couplage chaîne/ Si_3N_4 , ce coefficient est de $748mm^{-1}$.

Chapitre III

Fabrication des échantillons et montage expérimental

Dans ce chapitre nous allons décrire les étapes technologiques qui ont été utilisées dans la fabrication des différents échantillons étudiés. Nous allons ensuite présenter le banc de caractérisation optique développé dans le cadre de cette thèse.

1 Fabrication des échantillons

Les guides SOI ont été réalisés au CEA LETI, les guides Si_3N_4 et l'intégration des nanoparticules d'or ont été réalisés à la centrale technologique universitaire (CTU) de l'IEF.

1.1 Guides d'ondes

1.1.1 Guide Silicon On Insulator (SOI)

Les guides d'onde SOI ont été réalisés à partir d'un substrat de silicium, d'une couche intermédiaire de $2\ \mu\text{m}$ de silice que nous appellerons box, puis d'une couche de 220 nm de silicium. Les études théoriques nous ont conduits à ne pas encapsuler le guide dans de la silice. Dans ce cas, pour être monomode TE à 1550 nm, le guide doit avoir une largeur de 500 nm au maximum. Le procédé de fabrication des guides SOI est une technologie standard et très bien maîtrisée au CEA LETI. Les guides sont réalisés par lithographie UV profonde en utilisant une source émettant à une longueur d'onde de 193 nm. Les étapes de fabrication sont les suivantes :

- Nettoyage du substrat.
- Dépôt d'une résine photosensible.
- Insolation de la résine par lithographie UV profonde.
- Développement de la zone insolée.

- Gravure RIE.
- Retrait de la couche de résine protectrice.

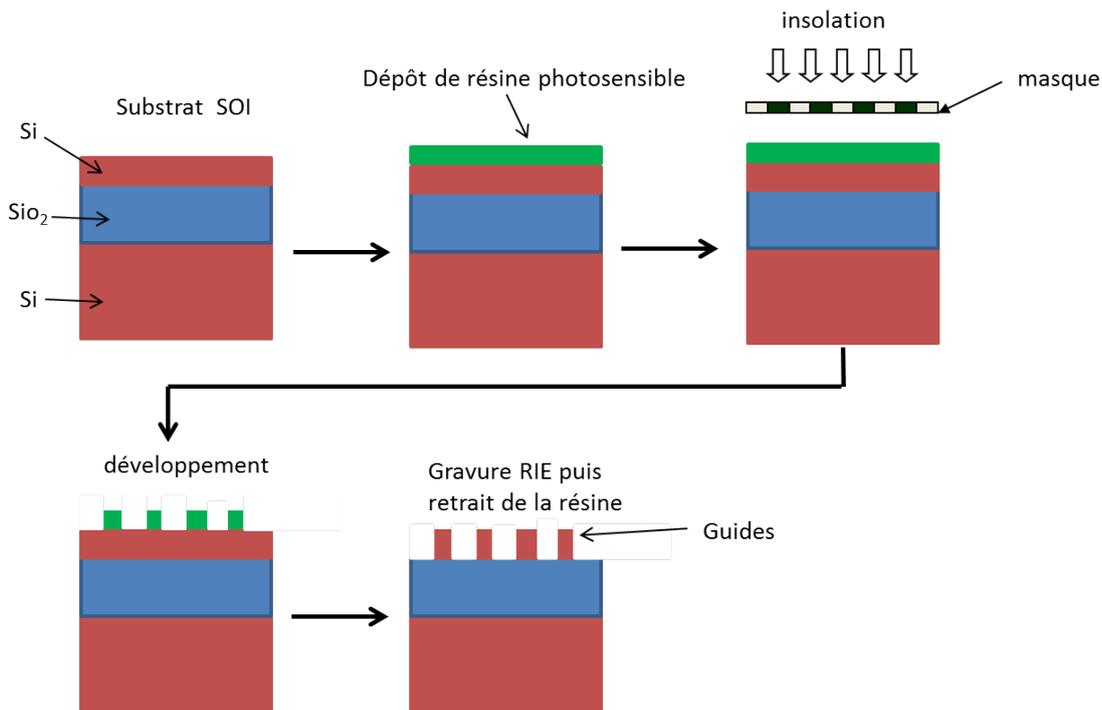


Figure III.1 – Schéma résumant les étapes de fabrication de guides SOI.

Les étapes de fabrication sont schématisées sur la figure III.1. Les pertes de ces guides sont comprises entre 2 et 3 dB/cm, dans le proche infrarouge.

1.1.2 Guide en nitrure de silicium (Si₃N₄)

Les guides SOI nous ont été livrés en milieu de thèse. Dans un premier temps, j'ai donc choisi de fabriquer les guides en nitrure de silicium (Si₃N₄), qui ont été étudiés théoriquement, pour les premières démonstrations expérimentales. Pour réaliser ces guides nous avons choisi la méthode de la lithographie optique suivi de gravure. Cette technique permet d'obtenir rapidement des échantillons. Cependant, la dimension des structures fabriquées dépend de la longueur d'onde de la source et est soumise à la limite de diffraction. Il existe donc une limite de taille de structure réalisable. Nous allons décrire les différentes étapes que j'ai suivies :

- Nettoyage aux ultrasons du substrat de verre : 10 min immergé dans l'acétone et rinçage à l'isopropanol.
- Dépôt de Si₃N₄ par PECVD : 10 min de dépôt pour une épaisseur de 430 nm.

- Nettoyage aux ultrasons de l'échantillon : 10 min immergé dans l'acétone aux ultra-sons et rinçage à l'isopropanol.
- Pré-recuit de 1 min 30 s à 115°C .
- Dépôt d'une résine photosensible (HMDS et S18-05 déposées par "spin coating" à 4000 rpm pour une épaisseur d'environ 500 nm).
- Post-recuit de 2 min 30 s à 115°C .
- Insolation de la résine par lithographie UV (365 nm) 2,5 s en mode "low vaccum".
- Développement de la zone insolée, 19 s dans du MF319.
- Gravure RIE environ 12 min, le temps dépendant de l'épaisseur de Si_3N_4 .
- Retrait de la couche de résine S18-05 protectrice en plongeant l'échantillon dans de l'acétone.

Les étapes de fabrication des guides en nitrure de silicium sont résumées sur la figure III.2.

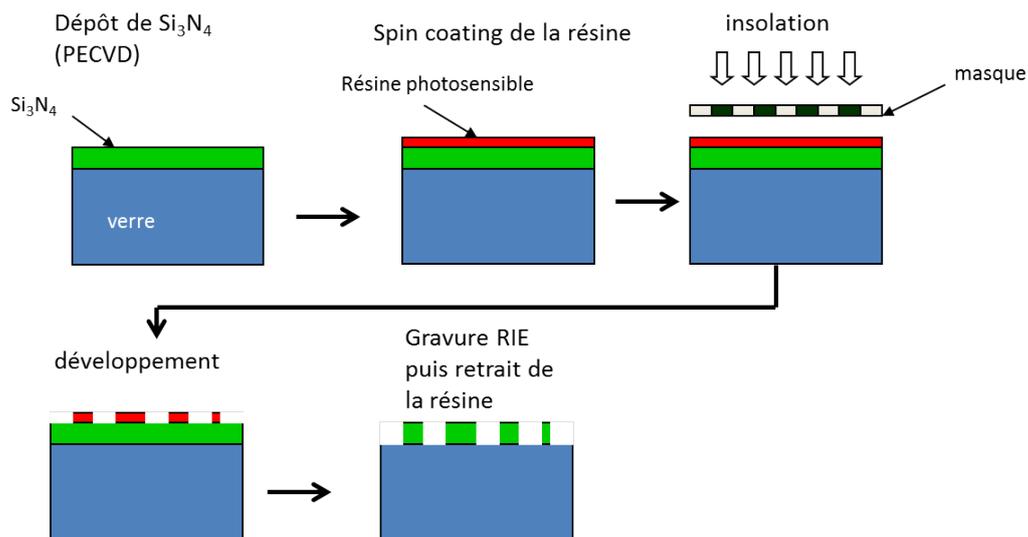


Figure III.2 – Schéma résumant les étapes de fabrication des guides en Si_3N_4 .

Nous avons choisi un substrat de verre qui permet un bon contraste d'indice entre le substrat et le nitrure de silicium pour guider la lumière dans le Si_3N_4 . Un substrat de verre, est de plus, assez solide pour supporter le fort plaquage contre le masque.

L'image III.3 a) est prise par un microscope électronique à balayage (MEB) après un dépôt métallique d'environ 1 nanomètre. Ce dépôt permet d'obtenir une couche conductrice nécessaire à l'observation, car le Si_3N_4 et le SiO_2 sont des matériaux isolants. Cette image montre qu'il reste de la résine sur les bords du guide. Nous avons résolu ce problème en augmentant le temps de retrait de la résine (figure III.3 b)). La rugosité sur les bords des guides visible sur les deux images MEB de la figure III.3 est induite par la gravure RIE.

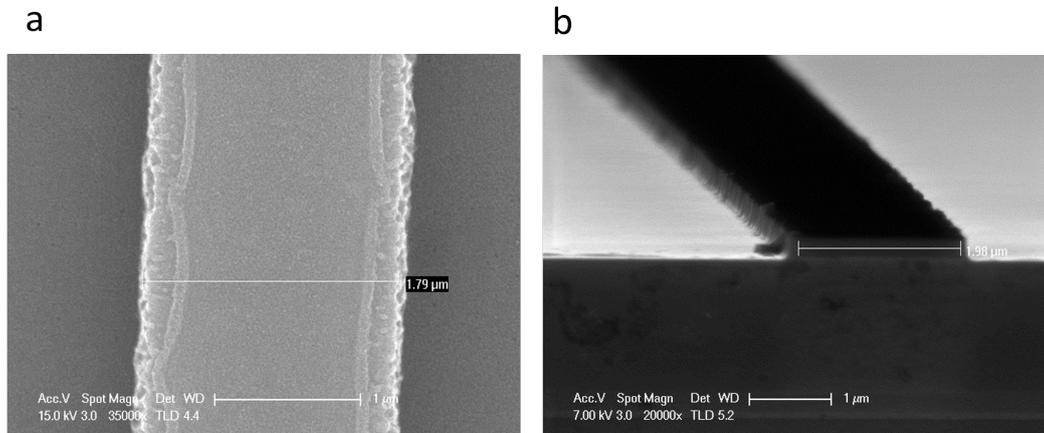


Figure III.3 – a) Image MEB d'un guide en Si_3N_4 obtenue après métallisation, on remarque sur les bords du guide qu'il reste de la résine. b) Image MEB d'un guide en Si_3N_4 obtenue après métallisation et un temps de retrait supérieur.

D'après les simulations, un guide en Si_3N_4 est monomode TE à 1550 nm pour une épaisseur de 400 nm et une largeur de 1 μm . L'épaisseur du guide est fixée lors du dépôt de Si_3N_4 . Or, elle varie suivant les conditions de dépôt. Nous utilisons l'ellipsométrie et la profilométrie pour mesurer la couche de Si_3N_4 déposée. Pour un temps de dépôt de 10 min, les mesures donnent 455 nm \pm 25 nm de nitrure de silicium, ce qui signifie une épaisseur contrôlée seulement à \approx 10 %. Notre substrat étant transparent dans l'UV, de multiples réflexions se produisent dans la couche de Si_3N_4 lors de l'insolation. Dans le cas d'un guide étroit (\approx 1 μm), ces multiples réflexions peuvent interférer constructivement à l'interface résine/nitrure de silicium. Dans ce cas, la résine est insolée en dessous du masque (figure III.4 a)), ce qui, pendant la gravure, creuse le guide (figure III.5). Pour un guide large ($>$ 1,5 μm) ce phénomène n'apparaît plus (figure III.4); le guide se présente sans tranchée après la gravure III.3. Les interférences constructives n'existent plus dès lors que l'épaisseur de Si_3N_4 change (figure III.4 b)). L'épaisseur de Si_3N_4 agit donc sur la qualité de la lithographie UV et sur le temps d'insolation de la résine. Elle doit alors être contrôlée très précisément, ce que nous n'avons pas pu faire avec notre système de dépôt.

En conclusion, le procédé de fabrication mis au point est efficace pour des guides larges ($>$ 1,5 μm) qui sont multimodes dans le proche infrarouge, mais n'est pas reproductible pour des guides étroits (\approx 1 μm) monomode dans la même gamme. Cependant, cette méthode pourrait être utilisée avec une lithographie UV profonde. En effet, l'utilisation d'une source à 195 nm permet de réaliser des échantillons plus petits que notre source à 365 nm et ainsi déplacer les interférences constructives pour des largeurs de guide plus petites.

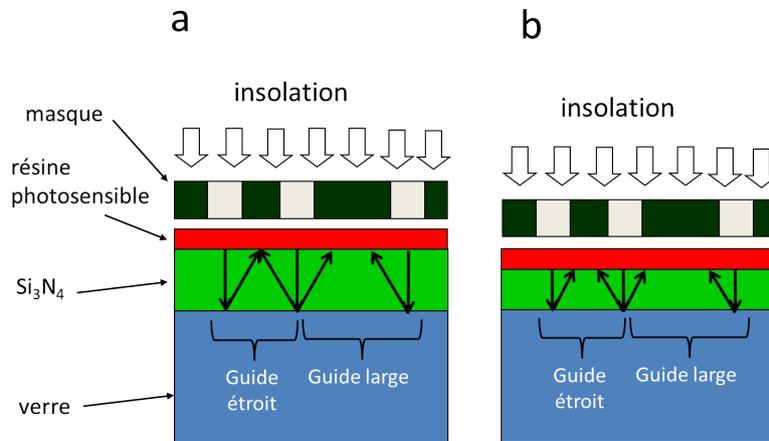


Figure III.4 – Schémas des réflexions dans la couche de Si_3N_4 lors de l'insolation. a) Pour un guide étroit, les interférences sont constructives à l'interface résine/ Si_3N_4 , ce n'est pas le cas d'un guide large. b) Les interférences disparaissent pour une épaisseur de Si_3N_4 plus faible.

Il est aussi possible d'utiliser la lithographie électronique pour fabriquer des guides étroit en Si_3N_4 .

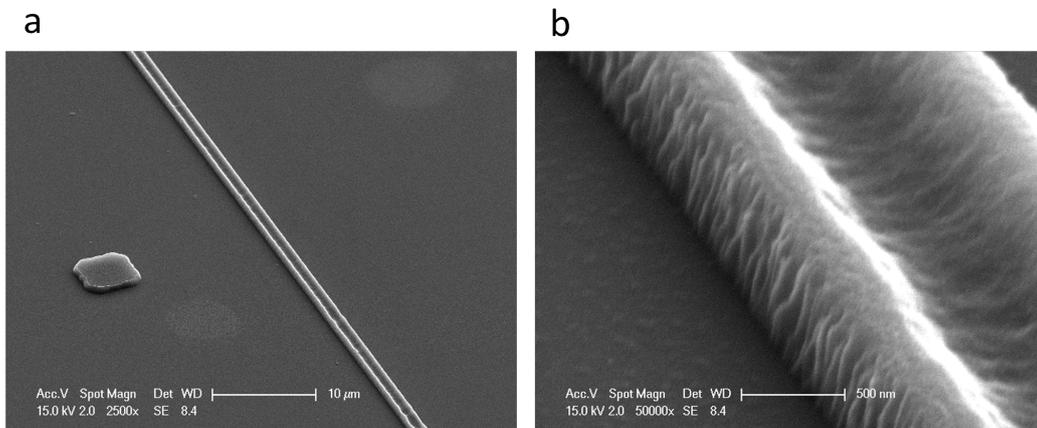


Figure III.5 – a) Image MEB d'un guide en Si_3N_4 de $1\ \mu\text{m}$ de large obtenu après métallisation. b) Zoom du guide a).

1.2 Chaîne de nanoparticules d'or

La fabrication de nanoparticules d'or sur silicium est maîtrisée dans l'équipe depuis les travaux de thèse de Sylvain HELD. La technique employée est celle de la lithographie électronique avec lift-off. Cependant, dans notre cas, nous avons en plus besoin d'aligner les nanoparticules au centre d'un guide d'onde, ce qui n'avait jamais été réalisé dans le laboratoire.

Chapitre III. Fabrication des échantillons et montage expérimental

Nous avons donc choisi d'utiliser la même technique de fabrication en ajoutant une étape d'alignement. L'ensemble du procédé a été réalisé par Abdelhanin AASSIME. Le procédé de fabrication est le suivant :

- Nettoyage du substrat SOI avec guide à l'acétone et rinçage à l'alcool isopropylique (IPA).
- Dépôt par spin coating d'une première couche de résine électronique ($70 \mu\text{C}/\text{cm}^2$) MAA-8.5 à 4000 rpm d'une épaisseur d'environ 600 nm, puis recuit 5 min à 165°C .
- Dépôt par spin coating d'une deuxième couche de résine électronique PMMA ($140 \mu\text{C}/\text{cm}^2$) diluée dans l'anisole à 4000 rpm pour une épaisseur d'environ 200 nm, puis recuit 30 min à 175°C (proportion de mélange : 1 PMMA /3 Anisole).
- Dépôt par spin coating d'une résine conductrice ESPACER300 à 4000 rpm et recuit 1 min à 90°C .
- Insolation électronique à 20 keV avec un courant de 38 pA , un step size de 10 nm et un Dwelltime de 3 μs .
- Rinçage à l'eau
- Développement de la résine : 45 s dans une mélange MIBK/IPA (proportion du mélange 1/3) et rinçage dans de l'IPA pendant 10 s.
- Dépôt par évaporation thermique de 1 nm de titane (couche d'accroche) et de 30 nm d'or.
- Lift-off dans de l'acétone.

Les étapes de la fabrication des chaines de nanoparticules d'or sur les guides SOI sont résumées dans la figure III.6.

Plusieurs paramètres sont importants pour fabriquer des échantillons qui correspondent le mieux possible aux structures étudiées théoriquement et numériquement. La dose d'insolation est un problème classique en lithographie. Le niveau de la dose dépend fortement de l'échantillon ainsi que des résines utilisées. Pour remédier à ce problème, la zone de guide à lithographier est répétée plusieurs fois sur une même plaque. Ainsi, un balayage de différentes doses est effectué sur plusieurs zones.

Pour faciliter la lithographie et éviter des effets de charge nous déposons une couche de résine conductrice (ESPACER300), ce qui permet aussi d'obtenir un procédé applicable à des guides en matériau isolant (nitrure de silicium, par exemple). Nous utilisons deux couches de résine électrosensible (MMA et PMMA) pour obtenir un meilleur lift-off.

Le centrage des nanoparticules est un point crucial dans notre cas et bien sûr, il doit être reproductible. Pour obtenir ce centrage, nous avons utilisé des croix d'alignement en silicium qui ont préalablement été placées lors de la conception des guides SOI. Ces croix permettent un alignement manuel du faisceau d'électron et le centrage des nanoparticules d'or sur le guide. Cette étape est répétée tous les 100 μm . Nous pouvons voir sur les figures III.7 a) et b) des

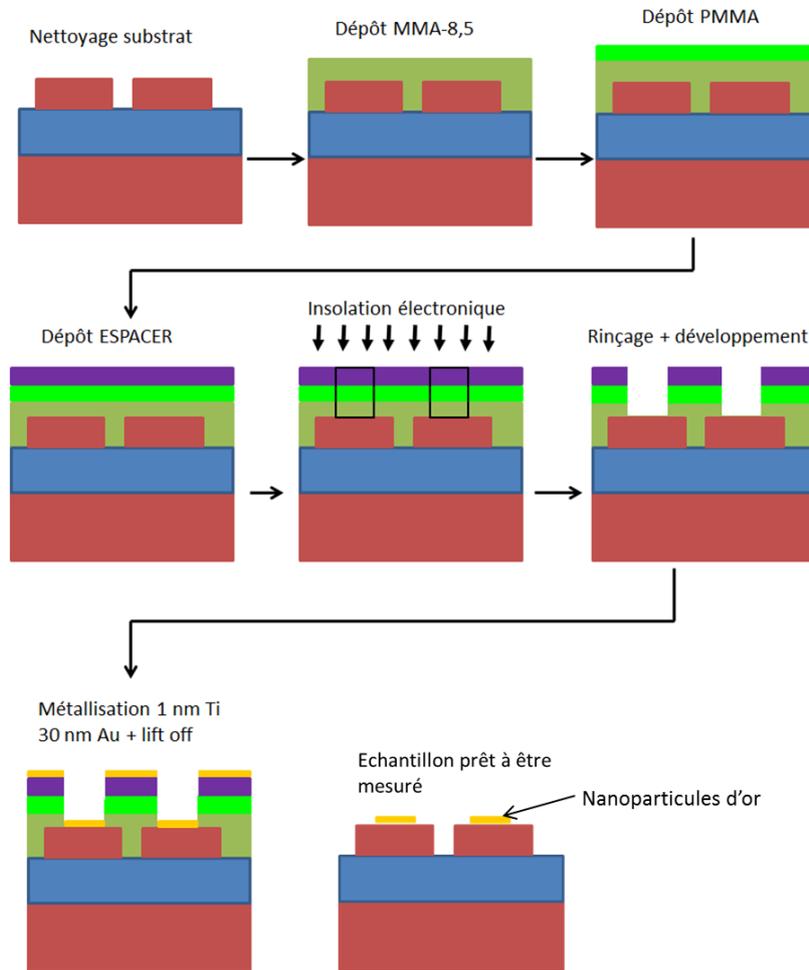


Figure III.6 – Schéma résumant les étapes de fabrications des chaînes de nanoparticules d’or sur guides SOL.

chaînes de nanoparticules centrées sur un guide SOL.

L’épaisseur d’or est un paramètre important que nous devons connaître. En effet la résonance plasmon de surface localisée d’une nanoparticule métallique dépend de son volume. Nous pouvons aisément connaître les dimensions des deux axes de l’ellipse grâce à la microscopie électronique. Il est impossible de connaître précisément l’épaisseur d’or avec cette technique. Nous avons donc utilisé un microscope à force atomique (AFM) pour mesurer cette épaisseur (image III.7 c)). Cette étape de mesure est répétée pour chaque plaque d’échantillon réalisée. Pour trois plaques différentes, nous avons obtenu une épaisseur de 30 ± 5 nm. Cette épaisseur tient compte de la couche d’accroche en titane nécessaire pour l’adhésion de l’or sur le silicium que nous estimons à environ 2 ± 1 nm. Ce contrôle de l’épaisseur d’or et de sa couche d’accroche peut difficilement être amélioré.

Chapitre III. Fabrication des échantillons et montage expérimental

Une étape de tri des échantillons obtenus est nécessaire. En effet, nous utilisons plusieurs doses ce qui entraîne différentes tailles et formes de nanoparticules. De plus, le centrage des nanoparticules sur le guide dépend de la précision de fabrication des croix d'alignement et des guides SOI. Il peut donc y avoir des écarts de dimension qui provoquent un mauvais alignement des particules sur le guide, autrement dit que les particules soient sur le guide mais décentrées. Le choix des échantillons est effectué par MEB. Chaque guide, où des nanoparticules sont présentes, est observé et mesuré, ce qui nécessite beaucoup de temps.

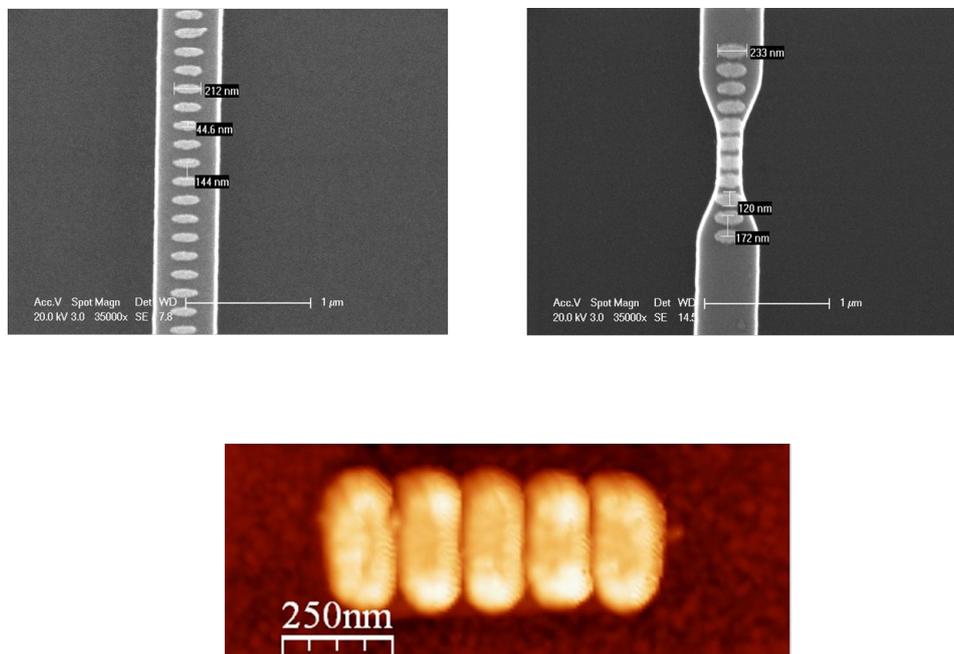


Figure III.7 – a) Image meb d’une chaîne de nanoparticules d’or centrée sur un guide SOI de 500 nm de large. b) Image meb d’une chaîne de nanoparticules d’or centré sur un étranglement du guide SOI de 200 nm. c) Image de microscope à force atomique (AFM) d’une chaîne de 5 nanoparticules que nous avons utilisée pour mesurer l’épaisseur de l’or.

Nous venons de voir les différentes étapes qui ont permis de fabriquer et de positionner les nanoparticules sur les guides SOI. Il est possible de réaliser et de centrer grâce à cette technique des chaînes de nanoparticules sur des guides d’ondes constitués de différents matériaux (nitrure de silicium, par exemple). La reproductibilité des dimensions des nanoparticules a été acquise progressivement au cours de cette thèse. Chaque échantillon fabriqué a permis d’obtenir le meilleur dosage d’insolation. Les dimensions des nanoparticules sont à présent celles demandées à $\pm 5nm$.

2 Banc de caractérisation optique

Dans le chapitre précédent nous avons vu qu'une chaîne de nanoparticules d'or posée sur un guide d'onde absorbe fortement la lumière se propageant dans le guide. Cette absorption se traduit alors par un minimum de transmission à la sortie du guide dont la position spectrale est liée à la résonance plasmonique. Il est donc possible de détecter expérimentalement la présence des nanoparticules avec un banc d'optique guidée en transmission. Nous avons choisi de monter ce type de banc. Cependant, il a fallu prendre en compte un certain nombre de contraintes expérimentales, que nous allons énumérer en expliquant le choix de matériels que nous avons fait.

2.1 Contraintes expérimentales et choix du matériel

Nous souhaitons travailler dans la gamme des longueurs d'onde télécoms. La source doit donc émettre dans cette gamme avec une puissance suffisante pour que le signal soit détectable en sortie d'échantillon. Nous avons choisi d'utiliser une source laser. Il s'agit d'un laser accordable SANTEC TSL 210VF (figure III.8 a)) à sortie fibrée fonctionnant dans la gamme télécom entre 1260 nm et 1630 nm réglable au picomètre près. Pour couvrir tout le spectre, la source SANTEC inclut quatre diodes laser qui émettent de 1260 nm à 1350 nm, de 1350 nm à 1430 nm, de 1430 nm à 1500 nm et de 1500 nm à 1630 nm . Elles délivrent une puissance maximum de 15 mW, mais la puissance n'est constante sur tout le spectre qu'en dessous de 5 mW.

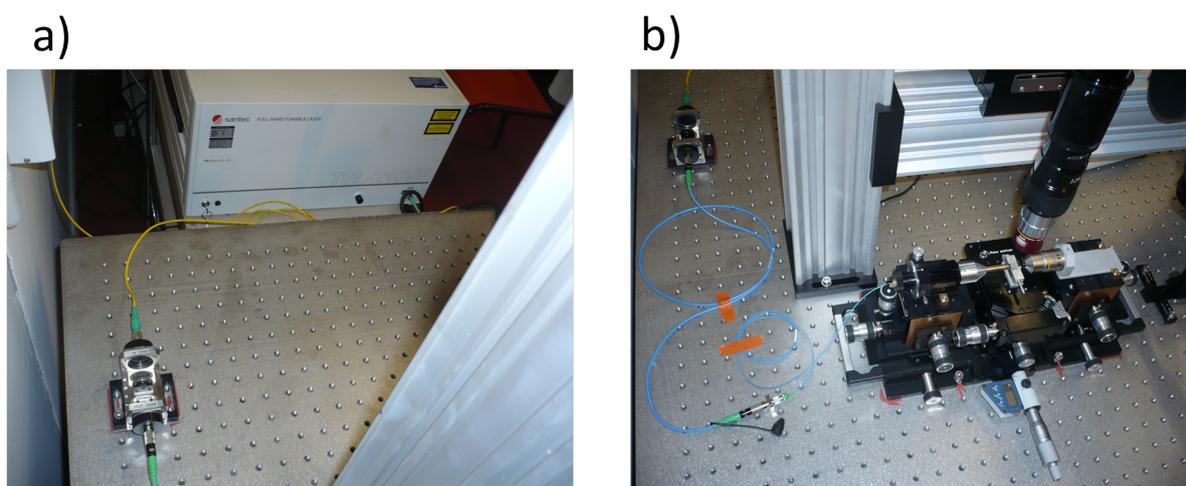


Figure III.8 – a) Photographie du laser SANTEC TSL 210VF et du polariseur fibré THORLABS. b) Photographie du polariseur THORLABS et de la table de positionnement ELLIOT-MARTOCK.

La lumière de notre source laser doit être injectée dans les guides. Pour ce faire, plusieurs

solutions existent. L'une d'entre elles est d'utiliser un objectif qui focalise la lumière à l'entrée du guide. Cette technique est surtout utilisée lorsque la source émet en espace libre. De plus l'injection dans le guide est difficile pour des guides de petites dimensions comme les guides SOI. Une autre technique est d'injecter la lumière directement dans l'échantillon à partir d'une fibre optique microlentillée. Ce type de fibre optique se termine par une microlentille qui permet de focaliser la lumière. L'injection peut se faire soit par le biais d'un réseau de couplage structuré sur le guide soit directement à l'entrée du guide. L'utilisation d'un réseau de couplage est la méthode qui permet d'injecter la lumière dans le guide (nous utiliserons le terme de couplage dans la suite) avec le moins de pertes. Cette technique est cependant lourde à mettre en place, car elle nécessite de venir positionner la fibre au dessus du guide tout en maîtrisant l'angle que fait la fibre avec le guide et est, de plus, dépendante de la longueur d'onde. Le couplage par la tranche est une technique plus simple à mettre en place, car il suffit d'amener la fibre assez proche de l'entrée du guide. Cette technique présente un moins bon rendement de couplage que l'utilisation d'un réseau, mais n'est pas dépendante de la longueur d'onde, ce qui est nécessaire pour notre étude. Nous avons donc choisi cette technique d'injection.

L'échantillon doit être posé sur un support, de même que la fibre d'injection. Ce support doit pouvoir déplacer la fibre suivant trois axes de translation sur de très petites échelles du fait des faibles dimensions de nos échantillons. Il doit aussi être très stable dans le temps pour ne pas perdre le couplage. Notre choix s'est porté sur une table ELLIOT-MARTOCK qui présente une très bonne stabilité mécanique et un réglage de déplacement suffisamment fin. (figure III.9 a)).

La collection de la puissance optique à la sortie du guide peut se faire par deux méthodes. L'une d'elle est d'utiliser la même technique que pour l'injection c'est-à-dire, une fibre optique microlentillée. L'autre consiste à utiliser un objectif de collection et de répartir en espace libre. J'ai fait le choix d'utiliser un objectif. L'objectif présente une ouverture numérique plus grande qu'une fibre optique microlentillée, ce qui permet de collecter plus de lumière. De plus, en sortant en espace libre, il est plus simple de contrôler la polarisation à la sortie du guide et de manipuler le signal de sortie comme le montrent les figures III.10 a) et b). Revenir en espace libre permet aussi de faire de l'imagerie du mode à la sortie du guide. Toutefois dans certains cas l'utilisation d'une fibre en collection est plus profitable que l'objectif; c'est pourquoi notre banc doit pouvoir fonctionner dans ces deux configurations.

Pour mesurer la puissance en sortie du guide plusieurs solutions sont envisageables. La technique la plus simple pour mesurer une puissance optique est d'utiliser un puissance-mètre optique. Cet instrument est calibré pour mesurer la puissance optique qu'il reçoit à une longueur d'onde donnée. Nous utilisons un puissance-mètre optique qui est le photodétecteur InGaAs

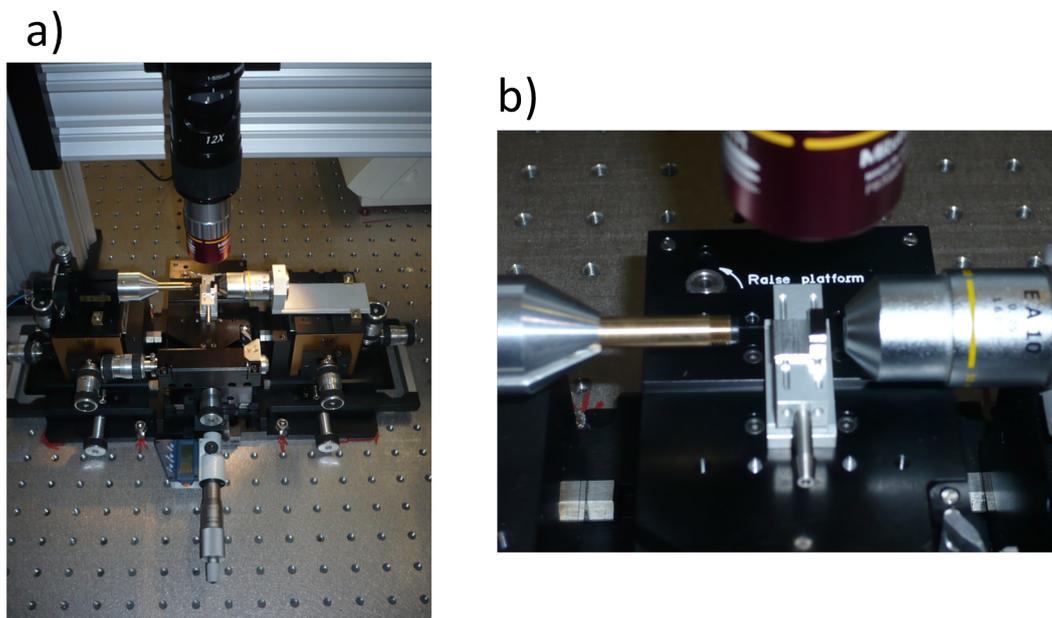


Figure III.9 – a) Photographie de la table de positionnement ELLIOT-MARTOCK, du support de fibre microlentillée et de l'objectif de collection, L'ultra zoom NAVITAR est visible au dessus de l'échantillon. b) Zoom sur l'échantillon en noir, la fibre microlentillée est visible sur la gauche de l'échantillon, et à droite l'objectif.

Newport réf.2935C (figures III.10 a) et b)).

Pour contrôler visuellement le positionnement de la fibre d'injection, nous utilisons une lentille binoculaire (figure III.10 b)). Nous avons aussi installé un système NAVITAR avec une caméra infrarouge pour réaliser des images du dessus des échantillons (figure III.9 b)).

Nous avons remarqué que les quatre diodes de la source SANTEC n'émettent pas sur la même polarisation. En conséquence, lorsque l'on balaye sur toute la bande, le réglage de la polarisation d'entrée n'est pas optimal pour toutes les diodes. Comme les structures que nous étudierons dans cette thèse sont très sensibles à la polarisation, un système de contrôle de la polarisation fibré doit être mis au point pour garantir la fiabilité des mesures. Nous avons choisi un polariseur intégré THORLABS (figures III.8 a) et b)). De plus la polarisation peut être modifiée au cours de la transmission. Un polariseur doit donc être placé en sortie (figures III.10 a) et b)).

L'ensemble des composants du banc de caractérisation est représenté schématiquement sur la figure III.11. La polarisation est sélectionnée à la sortie du polariseur et ne doit pas changer jusqu'à l'injection dans le guide. C'est pourquoi nous utilisons une fibre microlentillée à maintien de polarisation pour l'injection (figure III.8 b)). La synchronisation entre le laser et le puissance-mètre est faite par un programme "labview" sur un ordinateur, ce programme permet aussi

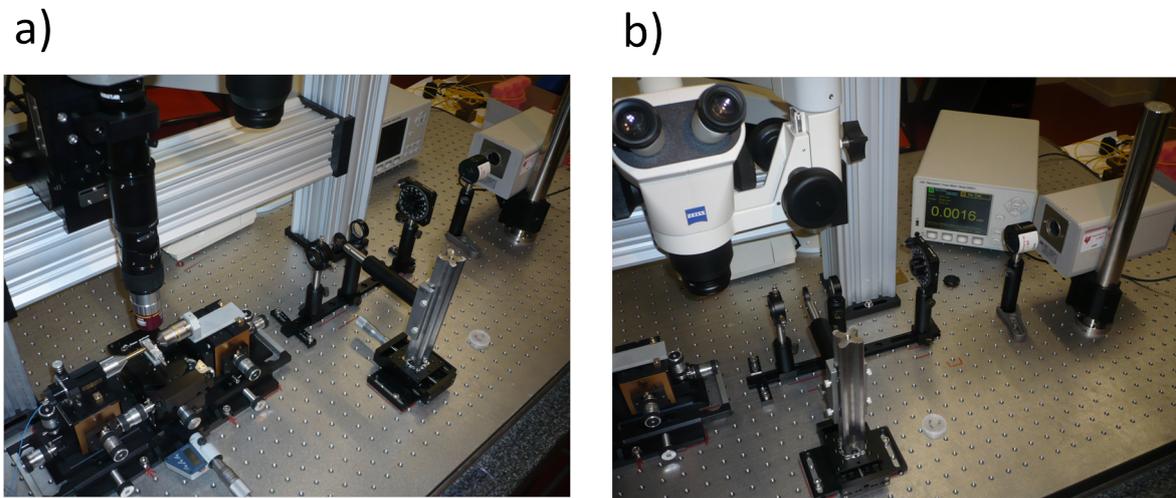


Figure III.10 – a) Photographie des composants du banc en sortie de l’objectif de collection. Le faisceau sortant de l’échantillon est collecté par un objectif, puis élargi grâce à deux lentilles convergentes ("beam expander"). Un diaphragme est placé entre les deux lentilles pour limiter le bruit de fond du laser. A la sortie du beam expander, le faisceau entre dans un polariseur, puis alimente soit le détecteur du puissance-mètre ou notre caméra. b) Vue différente de la partie en espace libre du banc. Nous apercevons la lentille binoculaire servant à la visualisation de l’échantillon et le puissance-mètre Newport.

d’enregistrer les données de la mesure.

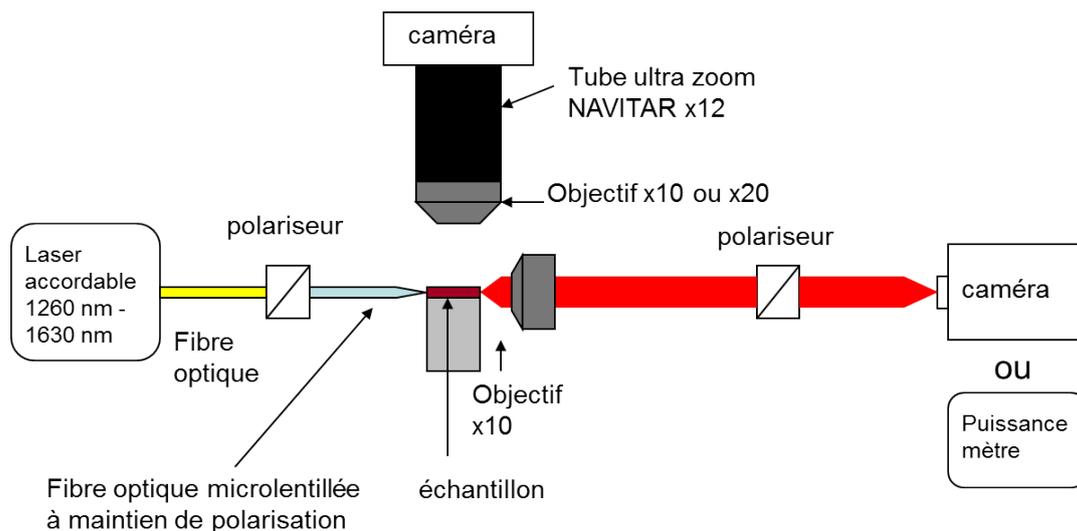


Figure III.11 – Schéma du banc de caractérisation de transmission en optique guidée.

2.2 Performances du banc expérimental

2.2.1 Stabilité et détermination de l'indice de groupe d'un guide d'onde

Nous allons utiliser le cas simple d'un guide droit en SOI pour valider notre montage expérimental. Le guide utilisé est en silicium et fait 500 nm de large et 220 nm d'épaisseur. Une couche de 2 μm de silice (SiO_2) permet de réaliser le contraste d'indice entre le guide et le substrat de silicium. L'épaisseur de 2 μm est aussi utilisée comme espaceur entre le substrat et le guide Si. La figure III.12 représente le guide SOI schématiquement. Pour pouvoir injecter et collecter la lumière de la source au guide et du guide à l'objectif, les facettes de l'échantillon doivent être clivées. Nous utilisons des tapers de 2 μm de large aux extrémités du guide pour une injection et une collection meilleures.

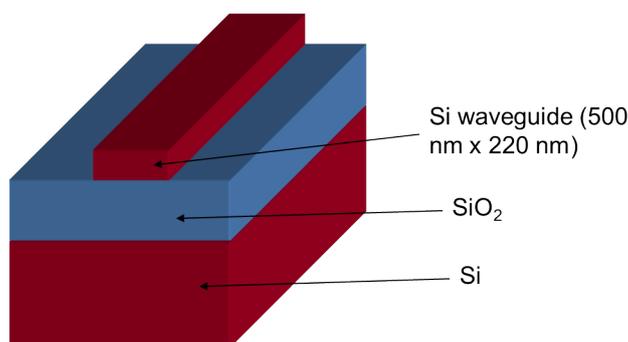


Figure III.12 – Schéma du guide SOI utilisé pour valider le banc expérimental.

Nous allons mesurer la transmission du guide en fonction de la longueur d'onde de 1260 nm à 1630 nm, ce qui constitue toute la gamme spectrale de notre laser. Dans un premier temps, nous allons utiliser un pas de balayage de 1 nm. Le résultat est présenté sur la figure III.13.

Nous observons sur la figure III.13 des sauts de transmission lors de la transition d'une diode à une autre. Ceci est dû aux changements de polarisation évoqués au paragraphe 2.1. Le faisceau est polarisé avant l'injection, ce qui entraîne des sauts de puissances que nous détectons en sortie. Ce type de spectre de transmission de référence sera systématiquement utilisé par la suite pour normaliser les guides similaires, fonctionnalisés avec les nanoparticules, afin de s'affranchir des sauts de puissance induits par la polarisation. Il est clair que dans les gammes des diodes 2 et 3, qui dans le réglage du banc sont les plus "filtrées" par le polariseur, la mesure pourra dans certains cas perdre en précision.

Par ailleurs, le signal obtenu semble bruité, mais nous savons que notre guide forme une cavité Fabry-Pérot. Le bruit apparent peut alors venir des oscillations Fabry-Pérot mal résolues. Pour nous en assurer et pour déterminer la stabilité dans le temps de notre banc, il nous faut

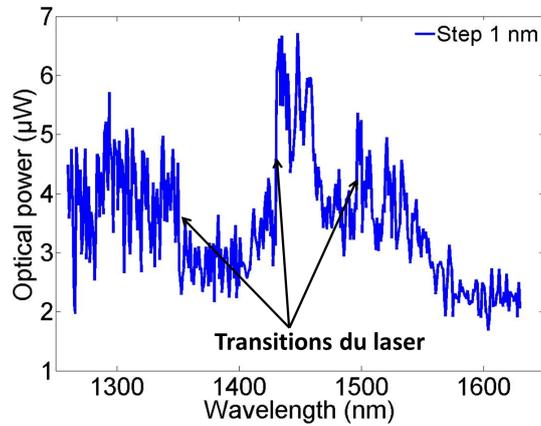


Figure III.13 – Puissance optique en sortie du guide SOI en fonction de la longueur d’onde. Les transitions du laser à 1350 nm, 1430 nm et 1500 nm sont visibles.

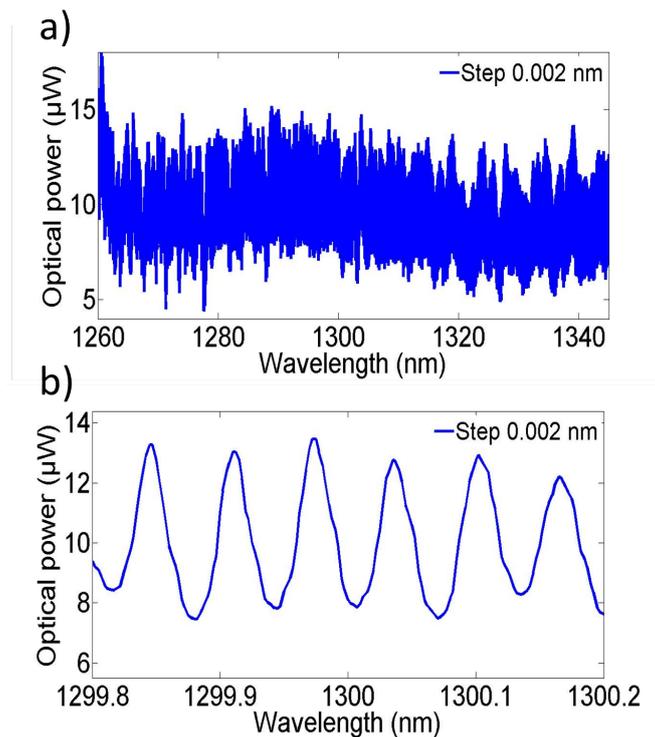


Figure III.14 – a) Puissance optique en sortie du guide SOI en fonction de la longueur d’onde sur la 1^{ère} diode laser. b) Balayage entre 1299,8 nm et 1300,2 nm : les oscillations visibles sont provoquées par la cavité Fabry-Pérot du guide SOI avec une période de 0,067 nm.

utiliser un pas de balayage beaucoup plus fin. La figure III.14 a) montre le résultat d’un balayage sur la 1^{ère} diode laser. Le temps de balayage augmente en fonction du pas. Pour un balayage entre 1260 nm et 1350 nm avec une fréquence d’échantillonnage de 0,002 nm, il faut environ une

III.2 Banc de caractérisation optique

vingtaine d'heures, ce qui montre la grande stabilité de notre montage expérimentale. Lorsque l'on réduit la plage spectrale les oscillations Fabry-Pérot sont très bien résolues, ce qui démontre la stabilité du banc et la stabilité de la mesure. La période des oscillations est de 0,067 nm. Il est possible de déterminer l'indice de groupe du guide en utilisant la formule :

$$n_g = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda L} \quad (\text{III.1})$$

où n_g est l'indice de groupe, λ est la longueur d'onde, $\Delta\lambda$ le pas des oscillations Fabry-Pérot, et L la longueur de la cavité dans notre cas du guide. Ce qui donne un indice de groupe de $n_g = 4,068$ pour une longueur de guide $L = 3,1$ mm et une longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$. Nous pouvons réaliser la même opération pour déterminer l'indice de groupe du guide à 1550 nm (Figure III.15). En utilisant l'équation III.1 nous obtenons un indice de groupe $n_g = 4,167$ à 1550 nm.

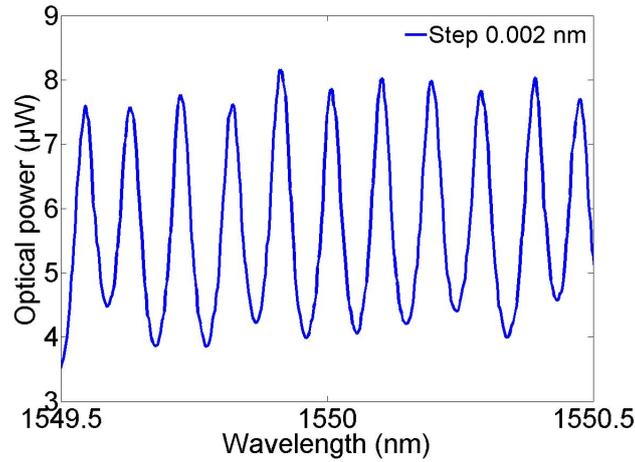


Figure III.15 – Balayage entre 1549,5 nm et 1550,5 nm les oscillations Fabry-Pérot du guide SOI ont une période de 0,093 nm

Ces valeurs peuvent être comparées à la théorie. Il n'est cependant pas possible d'obtenir l'indice de groupe d'un guide d'onde directement. Nous devons passer par la formule :

$$n_g = n_{eff} - \lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} \quad (\text{III.2})$$

Il faut d'abord déterminer l'indice effectif n_{eff} du guide d'onde en fonction de la longueur d'onde. Nous avons utilisé un "solver" de mode aux différences finies (développé par Gilles Rasigade pendant sa thèse dans le département CMO de l'IEF). La figure III.16 présente le résultat de ce calcul.

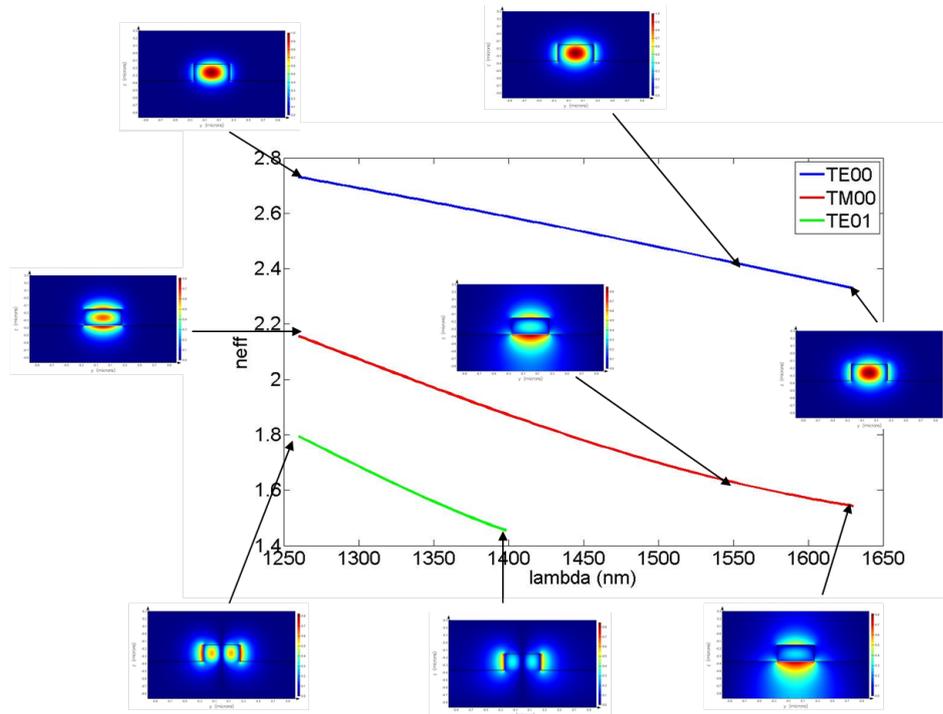


Figure III.16 – Relation de dispersion d’un guide SOI de 500 nm de large et de 220 nm d’épaisseur. 3 modes sont guidés aux longueurs d’onde de notre source, les modes fondamentaux TE et TM ,et le mode TE01 en dessous de 1400 nm.

Le calcul montre que dans notre gamme de longueur d’onde, les guides SOI sont multimodes. Les modes fondamentaux TE et TM sont excités sur toute la gamme 1260-1630 nm, le mode TE01 est guidé en dessous de 1400 nm. Nous allons nous concentrer sur le mode TE00. Lorsque l’on applique la formule III.2, nous trouvons des indices de groupes $n_g = 4,178$ à 1550 nm et $n_g = 4,009$ à 1300 nm. Les valeurs expérimentales et théoriques sont récapitulées dans le tableau de la figure III.17. L’écart maximum est de 1,5 % environ.

Longueur d’onde	mesure	simulation	pourcentage d’écart
1300 nm	4,068	4,009	1,5
1500 nm	4,167	4,178	0,3

Figure III.17 – Tableau récapitulant les valeurs simulées et mesurées des indices de groupe à 1300 nm et 1550 nm.

En conclusion, nous venons de montrer que notre montage expérimental pouvait permettre de déterminer l’indice de groupe d’un guide d’onde sur une grande gamme spectrale. L’accord expérimental et théorique est très bon, ce qui valide notre banc.

2.2.2 Détermination des pertes d'un guide d'onde

Nous allons voir que notre banc permet d'obtenir les pertes par propagation d'un guide d'onde. Nous n'allons pas utiliser le guide SOI comme précédemment, mais nous allons mesurer les pertes du guide d'onde d'une diode laser. Ce travail s'est effectué en collaboration avec une équipe de l'IEF dirigée par Raffaele Colombelli et son doctorant Danielle Costantini. Le but de leurs travaux était d'exciter des plasmons polaritons de surface (nous utiliserons les initiales SPP venant de l'anglais Surface Plasmons Polaritons) par des sources actives. Pour ce faire, ils ont utilisé une diode laser à multipuits quantiques de AlGaInAs dans le système InP [COSTANTINI2011]. Les pertes ont été mesurées pour trois guides différents possédant la même région active. Les guides ont une largeur typique de $9\ \mu\text{m}$ et une longueur L variant de $350\ \mu\text{m}$ à $4\ \text{mm}$ pour déterminer les pertes. Les guides se différenciaient par l'épaisseur du cladding : un cladding épais (Figure III.18 a)), un cladding fin (Figure III.18 b)), un guide à confinement d'air avec un cladding fin où la couche métallique d' $1\ \mu\text{m}$ de large était présente seulement sur les cotés du guide.

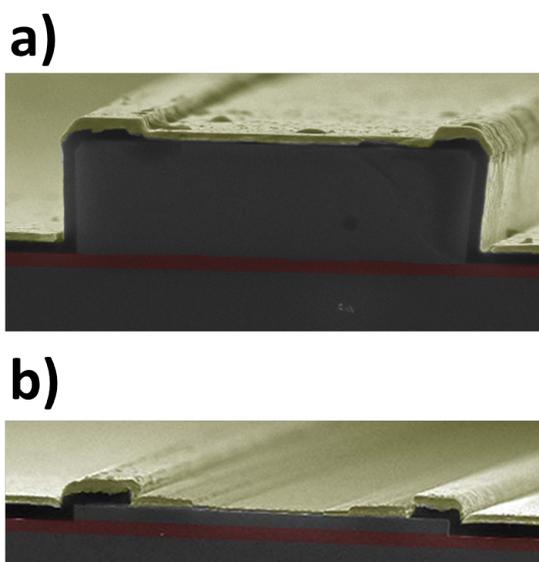


Figure III.18 – a) Image MEB d'une facette d'une diode laser à multipuits quantiques de AlGaInAs dans le système InP à cladding épais et en b) à cladding fin [COSTANTINI2011].

Nous avons vu au paragraphe 2.2.1 qu'un guide d'onde est un résonateur de type Fabry-Pérot qui induit des oscillations dans le signal transmis. Nous pouvons utiliser ces oscillations

pour déduire les pertes dans le guide d'onde grâce à la relation :

$$Y = \ln\left(\frac{1 - \sqrt{\frac{P_{min}}{P_{max}}}}{1 + \sqrt{\frac{P_{min}}{P_{max}}}}\right) = \ln(R) - \alpha_i \quad (\text{III.3})$$

où P_{min} et P_{max} sont respectivement la puissance transmise minimum et maximum, R est le coefficient de réflectivité en amplitude du miroir et α_i les pertes du guide avec i la polarisation TE ou TM.

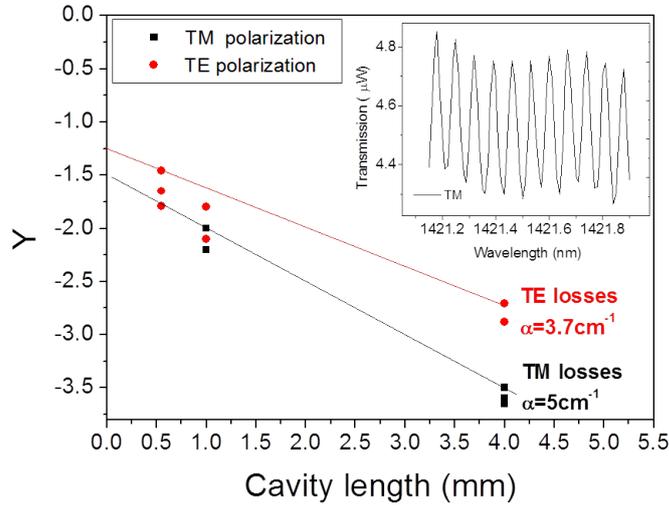


Figure III.19 – Mesures des pertes pour différentes longueurs de guide à cladding épais à 1420 nm. Les pertes sont représentées en point rouge pour le mode TE et en carré noir pour le TM. Les pentes de la droite rouge et de la droite noire permettent de remonter aux pertes du mode TE et respectivement du mode TM. L’encart du haut à droite montre les oscillations Fabry-Pérot d’un guide en mode TM [COSTANTINI2011].

L’encart de la figure III.19 montre les oscillations Fabry-Pérot d’un guide en mode TM. Nous trouvons des pertes pour un guide à cladding épais de $\alpha_{TE} = 3.7 \text{ cm}^{-1}$ et de $\alpha_{TM} = 5 \text{ cm}^{-1}$ à 1420 nm. Les structures étudiées expérimentalement ont été simulées par un modèle à éléments finis 2D (COMSOL). La comparaison entre l’expérience et les simulations est rapportée dans le tableau III.20. Pour un cladding fin, le métal est très près du guide, ce qui entraîne de très fortes pertes provoquées par l’absorption du métal, pertes qui ne peuvent donc pas être mesurées en mode TM. Lorsque les pertes sont mesurées, nous trouvons un très bon accord entre la théorie et l’expérience. Ceci montre que notre montage expérimental est adapté à la mesure précise des pertes d’un guide d’onde.

Guide d'onde	Pertes mesurées (cm^{-1})		Pertes simulées (cm^{-1})	
	TE	TM	TE	TM
Cladding épais	3.7	5	3.7	5
Cladding fin	13	×	15.7	136.2
Cladding fin à confinement d'air	18	×	17.7	100.8

Figure III.20 – Tableau comparant les pertes mesurées et les pertes simulées pour les mode TE et TM. Dans le cas d'un cladding fin, les pertes du mode TM sont trop importantes pour être mesurées à cause de l'absorption du métal.

2.3 Conclusion et perspectives du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons décrit les différents procédés de technologie que nous avons utilisés et développés pour la fabrication de nos échantillons. Deux techniques ont été utilisées : la lithographie UV et la lithographie électronique. La fabrication des guides SOI étant assurée par le CEA LETI, nous ne sommes pas intervenus directement dans la fabrication de ces guides. Mon travail de fabrication des guides en nitrure de silicium a démontré que la lithographie UV à 365 nm ne permet pas de réaliser des guides monomodes aux longueurs d'onde telecoms avec ce matériau. Un procédé de fabrication par lithographie électronique est en développement dans l'équipe, les premiers résultats sont encourageants. La fabrication des nanoparticules d'or et surtout leur positionnement au centre du guide SOI a été l'étape de technologie la plus critique. Elle a nécessité le travail conséquent d'un ingénieur de la centrale de technologie pour obtenir une bonne reproductibilité ainsi que des nanoparticules de forme bien définie. Ce procédé est maintenant bien maîtrisé, mais n'est pas trivial et nécessite un grand savoir-faire et beaucoup de patience.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons fait une description du montage expérimental mis en place pendant cette thèse. Ce banc de transmission en optique guidée peut notamment mesurer les pertes ainsi que l'indice de groupe d'un guide d'onde grâce à sa grande stabilité dans le temps, dans une large gamme spectrale. Cependant, nous avons vu que notre source fonctionne avec quatre diodes lasers pour couvrir la gamme spectrale de 1260 nm à 1630 nm. Ces diodes n'émettent pas sur la même polarisation. Lorsque l'on balaye le spectre sur une grande plage de longueur d'onde, la puissance en sortie du polariseur d'entrée varie suivant la diode émettrice. Pour pallier ce problème nous utilisons systématiquement un spectre de référence mesuré sur un guide sans nanoparticules pour normaliser les mesures expérimentales.

De plus, le temps de balayage dépend du pas. Dès lors, dans certains cas où l'on veut combi-

Chapitre III. Fabrication des échantillons et montage expérimental

ner large gamme et résolution spectrale, l'expérience peut prendre plusieurs dizaines d'heures. Pour limiter ce temps nous envisageons de compléter les capacités de caractérisation en utilisant une source blanche de type supercontinuum couplé à un analyseur de spectre en sortie. Ceci permettra de recueillir des spectres large bande indépendants de la polarisation quasiment instantanément avec une résolution spectrale légèrement inférieure et d'utiliser notre source laser accordable pour des balayages fin. Cependant, l'utilisation d'une source large bande impulsionnelle n'est pas triviale. En effet, il faut une densité spectrale de puissance suffisante sans que la puissance crête ne soit trop grande. Les premiers tests effectués avec un supercontinuum LEUKOS ont détruit des guides en SOI et en Si_3N_4 . Des tests sont en cours pour diminuer la puissance crête tout en gardant une bonne densité spectrale de puissance.

Chapitre IV

Etude expérimentale et théorique du couplage entre un guide d'onde diélectrique et une chaîne de nanoparticules d'or

Dans ce chapitre nous allons étudier le mécanisme du couplage qui intervient entre un guide d'onde diélectrique et une chaîne de nanoparticules d'or de manière expérimentale. Nous étudierons trois cas : une chaîne longue, une chaîne courte et une chaîne de longueur intermédiaire. Puis, nous comparerons ces différents cas pour une chaîne constituée de nanoparticules de mêmes dimensions.

Pour les raisons qui ont été présentées au chapitre III, des guides monomodes en nitrure de silicium n'ont pu être réalisés. Nous ne présenterons donc ici que les résultats sur les guides SOI. Une étude avec des guides en nitrure de silicium viendra donc dans le prolongement de cette thèse.

Le principe de la mesure est celui décrit au chapitre III, la lumière d'un laser accordable est injectée à l'entrée du guide SOI par une fibre à maintien de polarisation, puis collectée à la sortie du guide par un objectif et finalement focalisée sur un puissance-mètre. La puissance transmise à travers un guide "décoré" de nanoparticules est normalisée par la puissance d'un guide nu.

La figure IV.1 rappelle le schéma de principe des structures mesurées. Nous faisons varier le grand axe D1 des ellipsoïdes d'or, le petit axe D2 ne variant que suivant les fluctuations de fabrication. La distance inter-particules centre à centre est fixée à 150 nm. L'épaisseur d'or est la même pour chaque cas traité et est mesurée par AFM à 30 ± 5 nm. Le nombre de nanoparticules constituant la chaîne est un paramètre que nous fixons.

Au chapitre II, les simulations ont été réalisées avec les indices de réfraction de l'or extraits du Palik [PALIK1997]. Pour mieux correspondre aux structures, mesurées expérimentalement,

Chapitre IV. Etude expérimentale et théorique du couplage entre un guide d'onde diélectrique et une chaîne de nanoparticules d'or

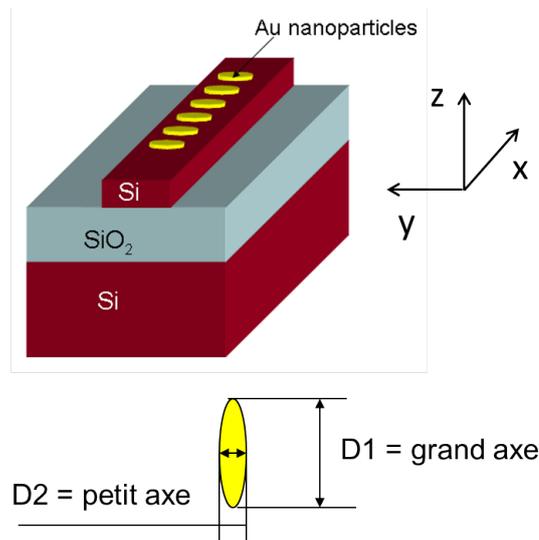


Figure IV.1 – Schéma de principe des échantillons mesurés. Le guide d'onde est en SOI, les particules sont en or et les particules sont espacées de 150 nm.

nous avons réalisé des mesures ellipsométriques et déterminé l'indice de réfraction de l'or aux longueurs d'ondes télécom. Le résultat de ces mesures est ensuite ajusté avec un modèle de Drude ($\omega_p = 1,29 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}$ et $\gamma = 6,478 \cdot 10^{13} \text{ rad/s}$) comme le montre la figure IV.2, puis introduit dans le logiciel de FDTD. Nous tenons aussi compte de la couche d'oxyde native présente à la surface du silicium, d'environ 3 nm, que nous avons mesurée au MEB. Le maillage FDTD autour de la particule est $dx = 3 \text{ nm}$, $dy = 3 \text{ nm}$ et $dz = 1 \text{ nm}$. Ces paramètres de simulation sont utilisés pour chaque structure simulée dans ce chapitre. Les résultats des simulations sont exprimés en unité normalisée.

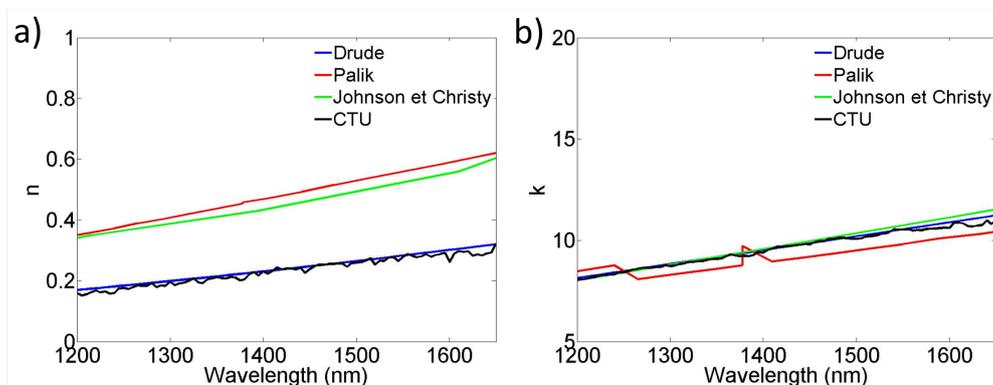


Figure IV.2 – Partie réelle (a) et partie imaginaire (b) de l'indice de réfraction de l'or respectivement extraites du Palik [PALIK1997], Johnson et Christy [JOHNSON1972], mesurées par ellipsométrie (CTU) et ajustées avec le modèle de Drude.

1 Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules longues

Dans cette partie, nous allons décrire expérimentalement et théoriquement le couplage entre une chaîne longue de nanoparticules (au minimum 20 particules) et un guide d'onde SOI. Nous montrerons d'abord une étude détaillée du cas d'une chaîne de 20 particules. Puis, nous commenterons avec l'aide de supports théoriques et expérimentaux l'influence de la longueur de la chaîne dans le mécanisme de couplage.

1.1 chaînes de 20 nanoparticules

Les premières structures que nous allons considérer sont des chaînes de 20 nanoparticules de différentes tailles centrées sur un guide SOI comme le montre la figure IV.3.

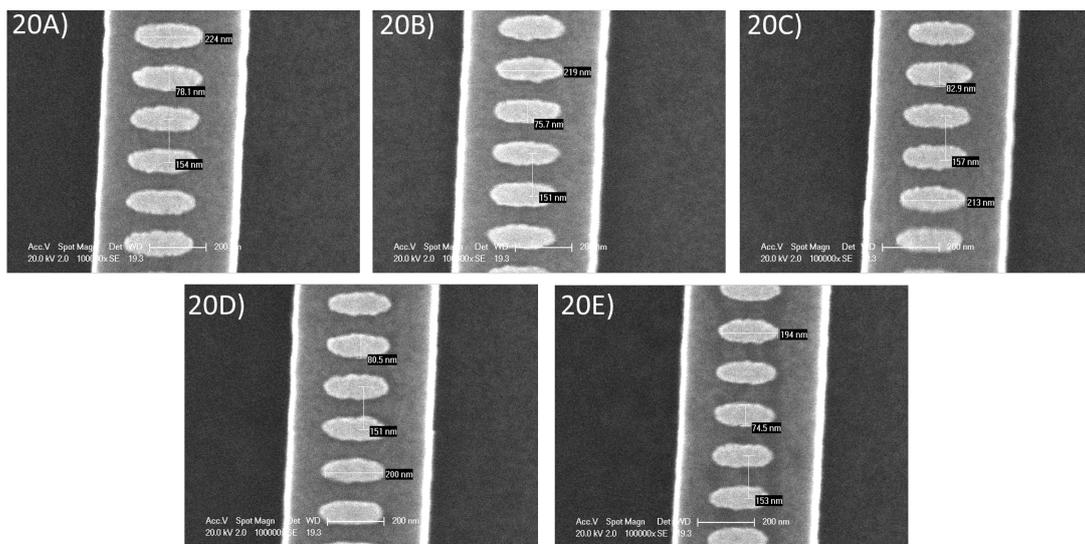


Figure IV.3 – Images MEB de quelques chaînes constituées de 20 particules centrées sur des guides SOI.

1.1.1 Spectre de transmission : comparaison théorie-expérience

Les courbes de transmission mesurées avec le banc d'optique guidée décrit au chapitre III sont présentées à la figure IV.4. Les chaînes où les particules sont les plus petites ont un minimum de transmission centré vers les courtes longueurs d'ondes. Lorsque la taille (l'axe D1) des nanoparticules augmente, le minimum de transmission se décale vers le rouge. Les courbes semblent bruitées, mais comme expliqué au chapitre III, les oscillations Fabry-Pérot dans le guide SOI génèrent ce bruit apparent.

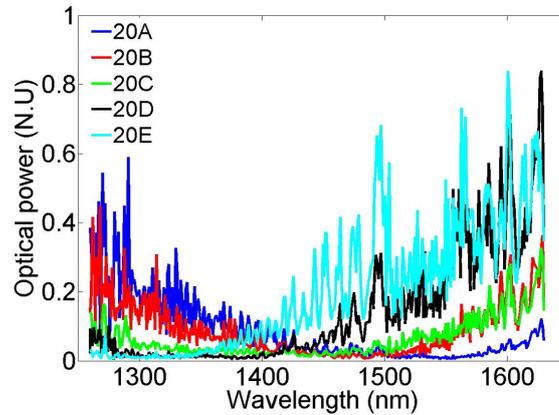


Figure IV.4 – Courbes de puissance transmise, mesurées pour différentes chaînes de 20 nanoparticules centrées sur des guides SOI.

La simulation prenant beaucoup de temps (environ 1 mois), j'ai choisi de ne simuler qu'une structure, celle qui est appelée 20B dans les images MEB car son spectre de transmission est centré au milieu de la gamme du laser. Une comparaison entre la mesure et l'expérience est présentée à la figure IV.5.

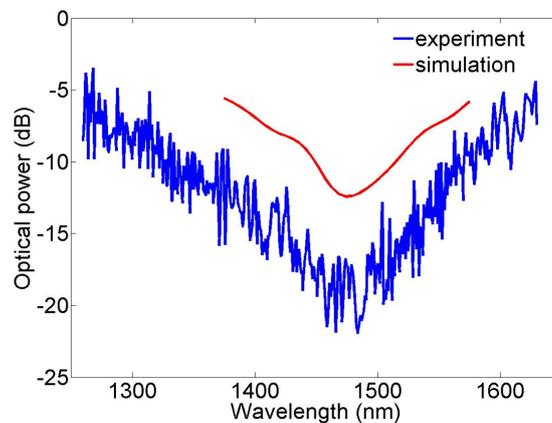


Figure IV.5 – Comparaison entre la puissance transmise simulée (en rouge) et celle mesurée (en bleu) pour la structure 20B. Les puissances sont données en dB pour une meilleure comparaison.

Les puissances transmises, simulées et mesurées, sont en excellente adéquation. La position du minimum est dans les deux cas à 1475 nm. La transmission mesurée est plus faible que celle simulée, ce qui s'explique par des pertes plus grandes dans la structure fabriquée par rapport à la structure simulée. Ceci peut être attribué aussi bien aux pertes de couplage (injection dans le guide) qu'à la forme des nanoparticules qui ne sont pas totalement lisses, ce qui génère de la diffraction et donc plus de pertes.

IV.1 Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules longues

1.1.2 Comparaison simulations et mesures en champ proche

Nous utilisons aussi la FDTD pour réaliser des cartographies de l'intensité du champ électrique comme au chapitre II. Les figures IV.6 b), c) et d) de gauche montrent les cartographies d'intensité du champ dans le plan de symétrie vertical de la structure pour trois longueurs d'onde : 1375, 1475 et 1575 nm respectivement. Un transfert d'énergie périodique entre le guide SOI et la chaîne de nanoparticules est présent à 1475 et 1575 nm avec une décroissance exponentielle caractéristique des guides plasmoniques, provoquée par les pertes du métal. Le transfert est total à 1475 nm, mais par contre n'est que partiel à 1575 nm. Comme nous l'avons vu au chapitre II, les deux guides d'onde se comportent comme des guides couplés.

Pour vérifier ces calculs théoriques, je suis allé à l'Université de Technologie de Troyes dans le cadre du projet ANR PLACIDO pour réaliser des images en champ proche optique. J'ai utilisé la technique du TraNSNOM (Transmission-based Near-field Scanning Optical Microscope) sans ouverture (apertureless en Anglais) (voir en annexe pour plus d'information sur le TraNSNOM). Les calculs FDTD sont qualitativement vérifiés par les mesures de champ proche optique, réalisées avec une pointe en silicium de 60 nm de diamètre, comme le montrent les figures IV.6 b), c) et d) de droite. Les images du champ proche optique reproduisent la distribution de l'intensité du champ électrique le long de la chaîne de nanoparticules pour les trois longueurs d'onde de 1375, 1475 et 1575 nm. Une excitation périodique des particules d'or est clairement détectée pour 1475 et 1575 nm avec la même période que les simulations FDTD. Cette période est estimée à 1,15 μm pic à pic.

L'excitation périodique des particules disparaît à 1375 nm. A cette longueur d'onde, l'image en champ proche présente une oscillation latérale caractéristique d'une excitation multi-modale. La relation de dispersion du guide SOI calculée au chapitre III montre qu'à cette longueur d'onde trois modes peuvent être excités et donc générer ces battements. L'image en champ proche optique à 1475 nm est moins bien résolue que pour les deux autres longueurs d'onde, ceci est causé par la technique TraNSNOM. En effet la résolution d'une image est liée à la dimension de la pointe et à la puissance transmise, à 1475 nm la puissance transmise est faible à cause de l'absorption dans les particules (figure IV.5) ce qui limite la résolution de l'image.

1.1.3 Détermination de la constante de couplage

La théorie des modes couplés améliorée permet d'interpréter les résultats de la figure IV.6. Les pertes ohmiques dans la chaîne de nanoparticule induisent une décroissance exponentielle de la puissance transmise le long de la chaîne. Les effets de couplage entre la chaîne et le guide SOI peuvent néanmoins être analysés en négligeant les pertes. Le transfert d'énergie

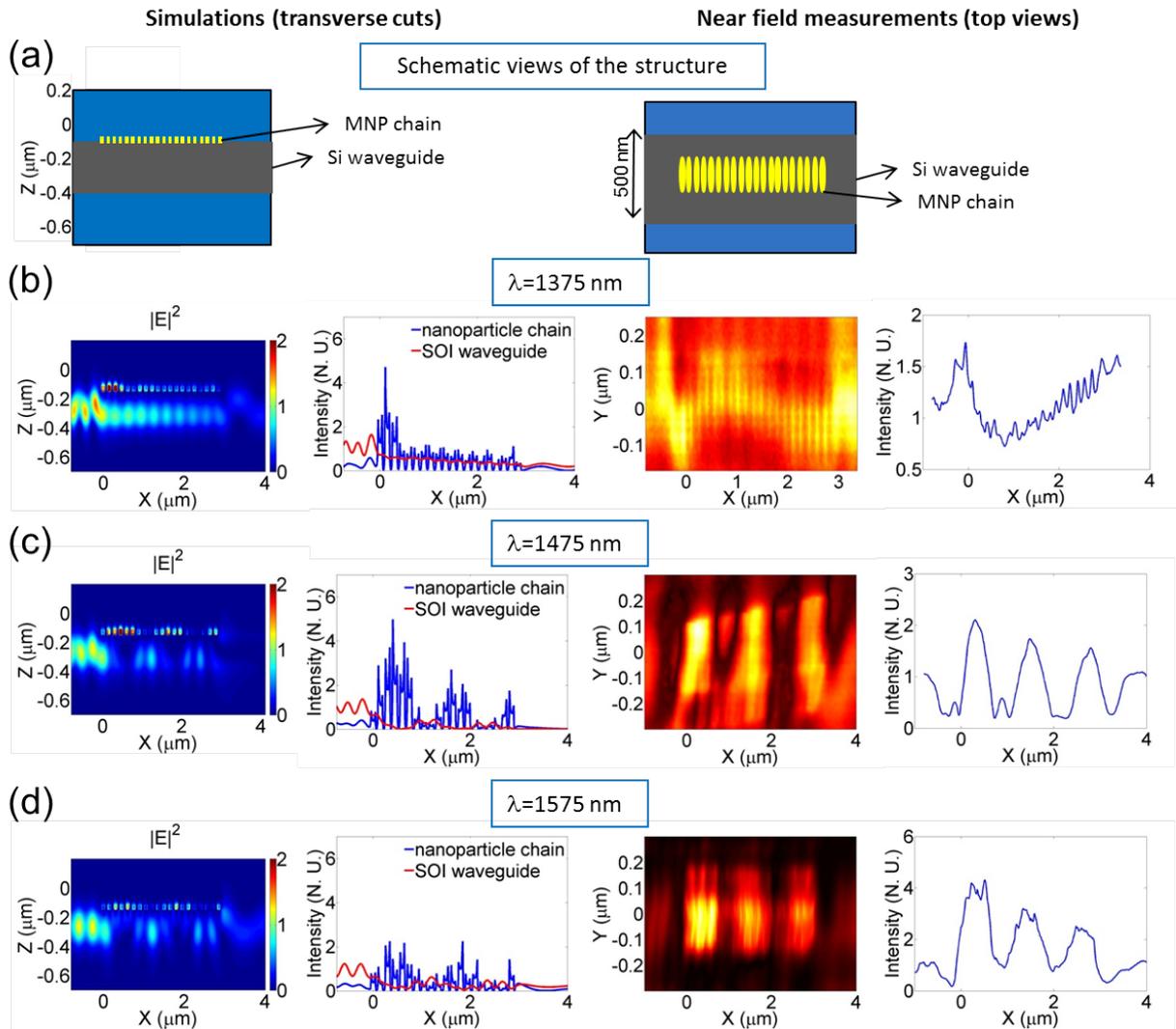


Figure IV.6 – Résultats théoriques et expérimentaux obtenus avec la structure 20B. a) Vues de côté et de dessus de la structure. b), c), et d) : intensité du champ électrique calculée (à gauche) et mesurée en champ proche (à droite) à $\lambda=1375$ nm, $\lambda=1475$ nm et $\lambda=1575$ nm, respectivement. Les cartographies de l'intensité du champ électrique sont calculées dans le plan de symétrie vertical de la structure. Les profils d'intensité correspondant à la chaîne de nanoparticules (bleu) au guide SOI (rouge) sont calculés le long de l'axe de symétrie de la chaîne de nanoparticules et le long de l'axe du guide SOI, respectivement. Les vues de dessus des mesures en champ proche et les profils d'intensité correspondants sont représentés respectivement dans la troisième et la quatrième colonne de la figure.

entre les deux guides est quasi-total à 1475 nm avec une distance de couplage (définie comme une demie oscillation) d'environ 560 nm. La constante de couplage $\sqrt{\kappa_{ab}\kappa_{ba}}$ associée à cette longueur d'onde est $\approx 2805 \text{ mm}^{-1}$. Cette valeur est 1,5 fois plus grande que dans le couplage guide à fente plasmonique/guide SOI [DELACOUR2010]. A 1575 nm, le couplage entre les deux guides n'est plus total, mais la distance de couplage reste sensiblement la même. La valeur de

IV.1 Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules longues

constante de couplage de 2805 mm^{-1} est à notre connaissance la plus grande rapportée entre deux guides d'onde.

Au chapitre II, nous avons obtenu une constante de couplage plus faible de 2454 mm^{-1} . Cette différence est due à la différence d'indice de réfraction de l'or utilisé : au chapitre II nous avons utilisé les indices extraits du Palik [PALIK1997], alors que dans ce paragraphe nous avons utilisé les indices de l'or déposé, mesurés par ellipsométrie. La taille des particules est de fait, plus grande dans ce chapitre que dans le chapitre II. De plus, les particules ont une résonance plasmon autour de 1400 nm alors que dans ce chapitre, elles résonnent autour de 1475 nm . Ceci influe aussi sur la longueur de couplage.

1.1.4 Mécanisme de couplage entre la chaîne de nanoparticules et le guide d'onde diélectrique

Nous avons obtenu les diagrammes de dispersion à partir du calcul de la transformée de Fourier de la composante, E_y , du champ complexe à plusieurs fréquences et pour deux positions verticales suivant l'axe z (figure IV.7). La première position est au centre de la chaîne de nanoparticules, la deuxième au centre du guide diélectrique. De cette manière, nous obtenons les supermodes de la structure tels que considérés dans la théorie des modes couplés. La ligne de lumière calculée est représentée en trait continu noir, la relation de dispersion du guide SOI "nu" (calculée par le méthode FDTD) est en pontillé rouge. Une relation de dispersion plausible de la chaîne de nanoparticules est tracée en tiret rouge. En étudiant la figure IV.7 a), nous constatons qu'aux hautes fréquences (courtes longueurs d'onde), le guide plasmonique n'est pas excité. Aux plus basses fréquences (grandes longueurs d'onde), la chaîne de nanoparticules se comporte comme un guide d'onde mais le couplage avec le guide SOI devient partiel du fait de la différence des vecteurs $k_{//}$ des deux guides. Aux fréquences intermédiaires, la chaîne de nanoparticules est alors la mieux excitée. Les vecteurs $k_{//}$ du guide plasmonique et du guide SOI ont alors des valeurs similaires.

1.1.5 Mécanisme de couplage entre les nanoparticules

A présent, nous allons nous intéresser au couplage entre les particules. Les figures IV.8 a) et b) représentent les cartographies de l'intensité du champ électrique ($|E|^2$) calculées à 1375 et 1475 nm dans le plan des nanoparticules. Cette intensité est maximale aux extrémités de chaque nanoparticule, ceci confirmant que, lorsque la résonance plasmon de surface localisée est excitée, les nanoparticules se comportent comme des dipôles. Les figures IV.8 c) à f) montrent les cartographies de la partie réelle des composantes y et z du champ électrique. La composante

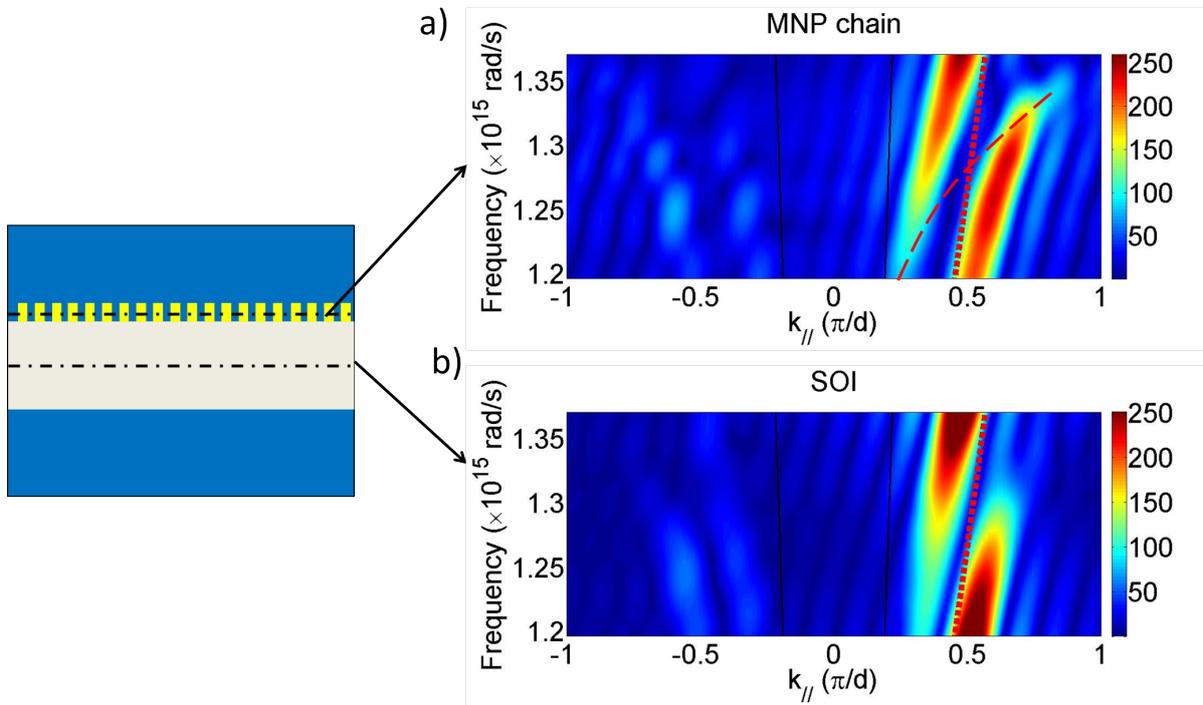


Figure IV.7 – Dispersion des supermodes de la structures calculée par transformé de Fourier. a) au milieu de de la chaîne de nanoparticules, b) au milieu du guide SOI. La ligne de lumière est tracée en noir, la relation de dispersion du guide SOI calculée est tracée en pointillé rouge. Dans la figure a) Une relation de dispersion de la chaîne de nanoparticules plausible est ajoutée en tiret rouge.

E_z est orientée dans des directions opposées aux extrémités de chaque particule tandis que la composante E_y est orientée, à ces extrémités, dans le même sens. Ces orientations du champ électrique sont bien typiques d'une excitation dipolaire. Les lignes du champ électrique peuvent alors être schématisées comme dans la figure IV.9.

La composante E_z va nous permettre de discuter de la manière dont les nanoparticules sont excitées le long de la chaîne (figure IV.8 e) et f)). Aux courtes longueurs d'onde ($\lambda = 1375nm$ dans la figure IV.8 e)), le maximum (respectivement le minimum) du champ calculé le long de la chaîne coïncide exactement avec le maximum (respectivement le minimum) du champ évanescent du mode TE du guide SOI. Ce qui signifie que chaque dipôle est excité individuellement par le mode TE du guide SOI. Cette excitation dipolaire est possible, car la fréquence de résonance plasmon de surface localisé est proche de la fréquence du mode TE du guide diélectrique. Il semblerait donc qu'il n'existe pas de mode de chaîne, propre au réseau de nanoparticules. A 1475 nm et aux plus grandes longueurs d'onde, le maximum (respectivement le minimum) du champ électrique ne correspond plus à celui du mode TE du guide SOI : les nanoparticules se couplent les unes aux autres et forment un guide d'onde plasmonique qui

IV.1 Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules longues

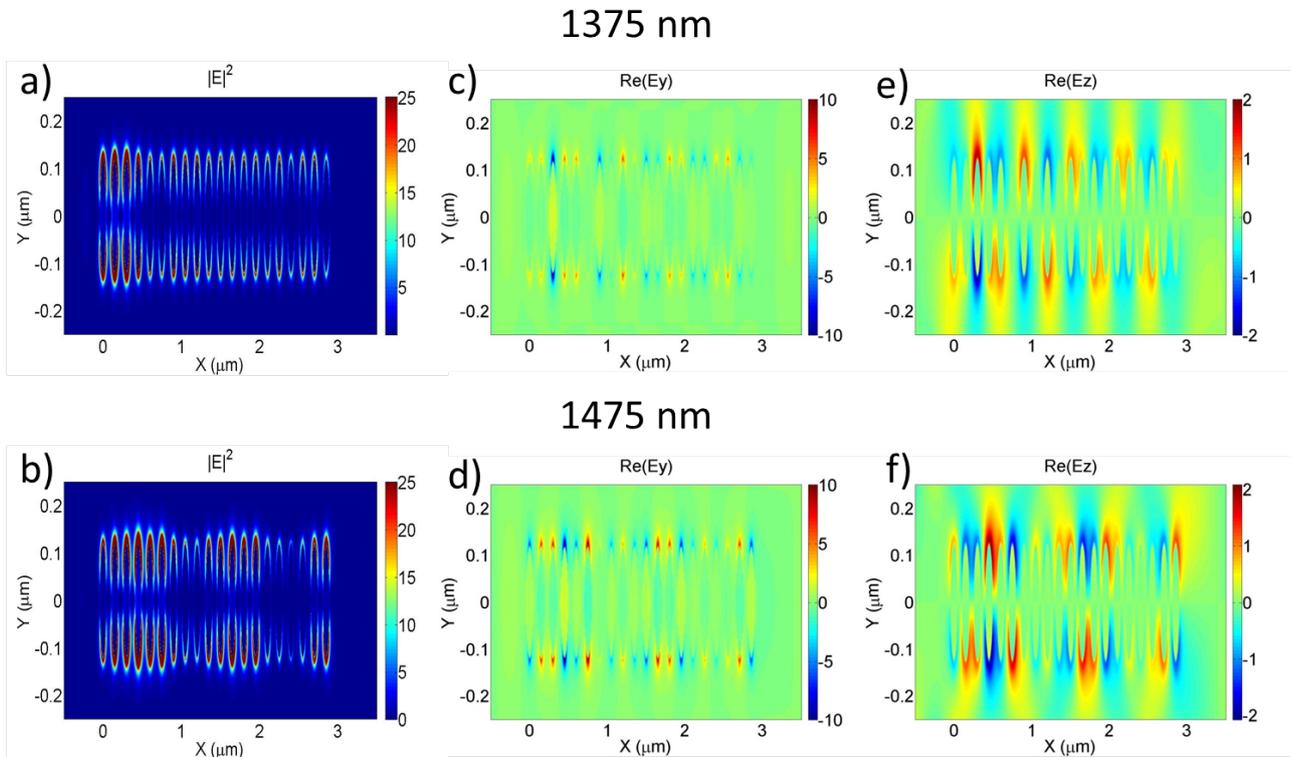


Figure IV.8 – a) et b) cartographie de l'intensité du champ électrique dans le plan des nanoparticules. c) et d) (e) et f)) Cartographies de la partie réelle de la composante y (respectivement z) du champ électrique à 1375 nm et 1475 nm. Le plan de coupe passe par les centres des nanoparticules.

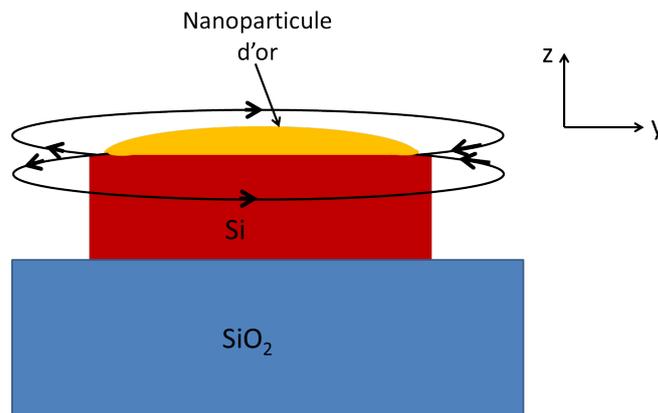


Figure IV.9 – Schéma illustrant les lignes de champ du dipôle induit par la résonance plasmon de surface localisée.

possède son propre vecteur d'onde k_{\parallel} . Ce vecteur d'onde étant proche de celui du guide SOI les deux guides se couplent alors. Ce qui confirme l'interprétation faite au paragraphe précédent (1.1.4).

1.1.6 Excitation de la chaîne par les modes TE et TM du guide SOI

Pour obtenir une meilleure résolution des images en champ proche optique, nous avons remplacé la pointe de 60 nm de diamètre par une pointe de moins de 10 nm de diamètre et nous nous sommes placés à $\lambda = 1600\text{nm}$. A cette longueur d'onde, le couplage entre les guides n'est pas optimal, mais les particules sont suffisamment excitées pour qu'un champ soit détecté. La figure IV.10 a) montre l'image en champ proche obtenue. On observe une oscillation latérale de la chaîne de nanoparticules. Le caractère bi-modal d'un guide d'onde diélectrique bi-mode induit des oscillations latérales sur les images en microscopie de champ proche. La relation de dispersion du guide SOI utilisée montre clairement qu'à 1600 nm les modes fondamentaux TE et TM co-existent dans le guide (figure IV.10 b)). Les nanoparticules sont dimensionnées pour que la résonance plasmon de surface localisé soit possible uniquement avec le mode TE. Le mode TM ne peut donc pas se coupler à la chaîne. Cependant, expérimentalement, il est quasi-impossible d'éteindre complètement l'une ou l'autre des polarisations. Les modes TE et TM se propagent donc dans le guide. Pour simuler ce comportement nous avons excité les nanoparticules avec les modes fondamentaux TE et TM à 1600 nm en même temps. Les figures IV.10 c) montrent l'intensité et les amplitudes des composantes E_y et E_z du champ électrique calculées par FDTD. La coupe est faite au milieu de la chaîne. La composante E_y ne présente pas d'oscillations latérales, alors que celles-ci sont visibles pour E_z . Pour comparer l'image en champ proche obtenue avec la simulation, la position de la coupe est déplacée à 25 nm au-dessus du plan central de la chaîne (figure IV.10 d)). Les oscillations ne sont pas visibles en E_y tandis qu'elles le sont toujours en E_z . La cartographie de l'intensité du champ électrique simulée à 25 nm du centre des particules reproduit très fidèlement le résultat obtenu en TransNOM.

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, le mode TE du guide SOI excite la résonance plasmon de surface localisé des nanoparticules, qui engendre des dipôles orientés parallèlement au champ électrique du mode TE. Les lignes du champ \vec{E} induit se referment en passant d'un pôle à l'autre (figure IV.9). Lorsque le mode TM est présent, le champ dipolaire E_z engendré par la résonance plasmon des nanoparticules interfère constructivement ou destructivement avec le champ E_z du mode de chaîne T, alors qu'il n'intervient pas dans l'excitation du mode plasmonique. Ceci se manifeste par l'apparition d'oscillations du champ détecté autour de la chaîne.

1.1.7 Conclusion de l'étude

Dans cette partie, nous avons montré expérimentalement et théoriquement le couplage entre un guide d'onde SOI et 20 particules d'or. Ceci nous a permis de démontrer 4 propriétés de nos

IV.1 Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules longues

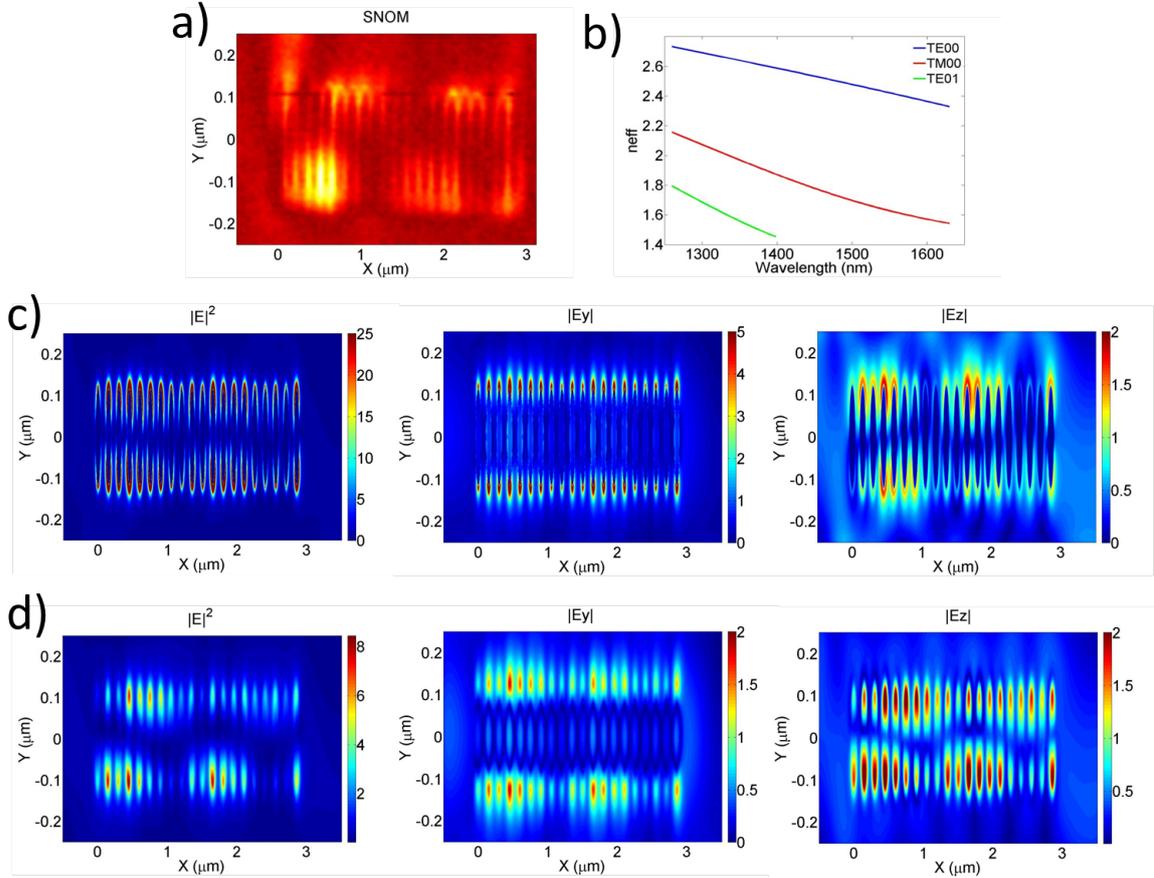


Figure IV.10 – a) Image en champ proche optique obtenue à $\lambda 1600\text{nm}$ avec une pointe de 10 nm de diamètre. b) relation de dispersion du guide SOI nu. c) Cartographies simulées des nanoparticules excitées par les modes fondamentaux TE et TM à 1600 nm en vue de dessus. Le plan de coupe passe par les centres des particules. d) Cartographies simulées des nanoparticules excitées par les modes fondamentaux TE et TM à 1600 nm en vue de dessus. La coupe est faite à 25 nm du plan qui passe par les centres des particules.

structures :

1. La présence des nanoparticules sur le guide se manifeste par un minimum de transmission dû à l'absorption du métal, lorsque l'interaction avec le mode TE est maximale.
2. Le mode TE du guide SOI excite la résonance plasmon de surface localisé des nanoparticules qui se manifeste par la création d'un dipôle électrique dans chaque nanoparticule.
3. Lorsque les particules se couplent entre elles, un guide plasmonique est créé. Lorsque les vecteurs $k_{//}$ des guide SOI et plasmonique sont proches l'un de l'autre, un phénomène de guides couplés apparaît.
4. Lorsque les modes TE et TM du guide SOI se propagent simultanément dans le guide, le champ électrique E_z induit par les dipôles de la chaîne interfère constructivement ou

destructivement avec celui du mode TM du guide SOI.

Nous allons à présent discuter de l'évolution éventuelle de ce couplage pour des chaînes de différentes longueurs.

1.2 chaînes de 25 nanoparticules

Nous nous intéressons maintenant à des chaînes de 25 nanoparticules. La figure IV.11 montre une partie des chaînes de 25 nanoparticules centrées sur des guides SOI.

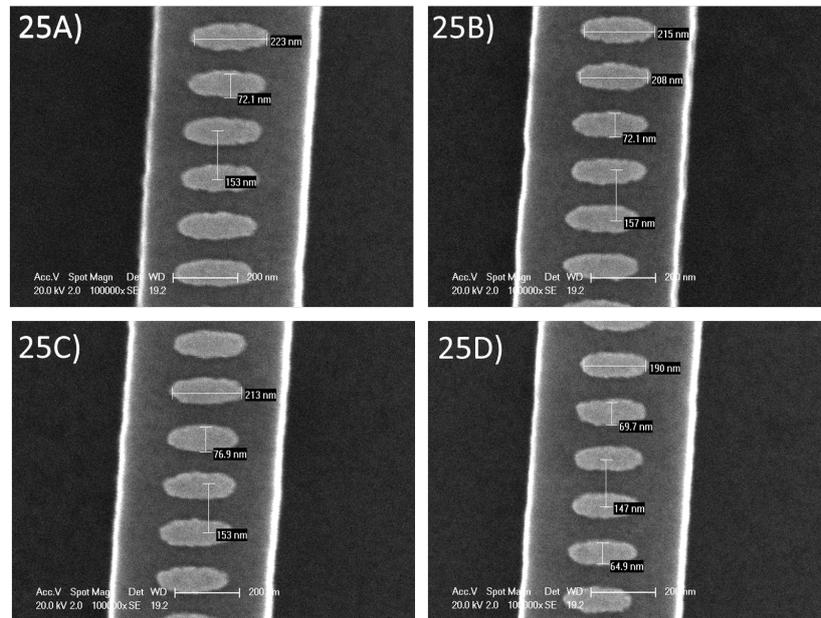


Figure IV.11 – Images MEB des chaînes constituées de 25 particules centrées sur des guides SOI.

De même que pour les chaînes de 20 nanoparticules, la position du minimum de transmission dépend de la taille des particules. Les particules de plus petite taille présentent un minimum de transmission situé aux plus courtes longueurs d'ondes. Lorsque l'on augmente la taille des particules le minimum se décale vers le rouge (figure IV.12 a)). La figure IV.12 b) présente les courbes de transmission des structures 25B et 25C. Dans ces deux cas, les particules ont des tailles similaires, les courbes de transmission ont alors les mêmes allures, ce qui montre la reproductibilité ainsi qu'une tolérance aux fluctuations technologiques. Comparé aux courbes de transmission des chaînes de 20 particules, le creux de transmission des chaînes de 25 nanoparticules est plus large.

IV.1 Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules longues

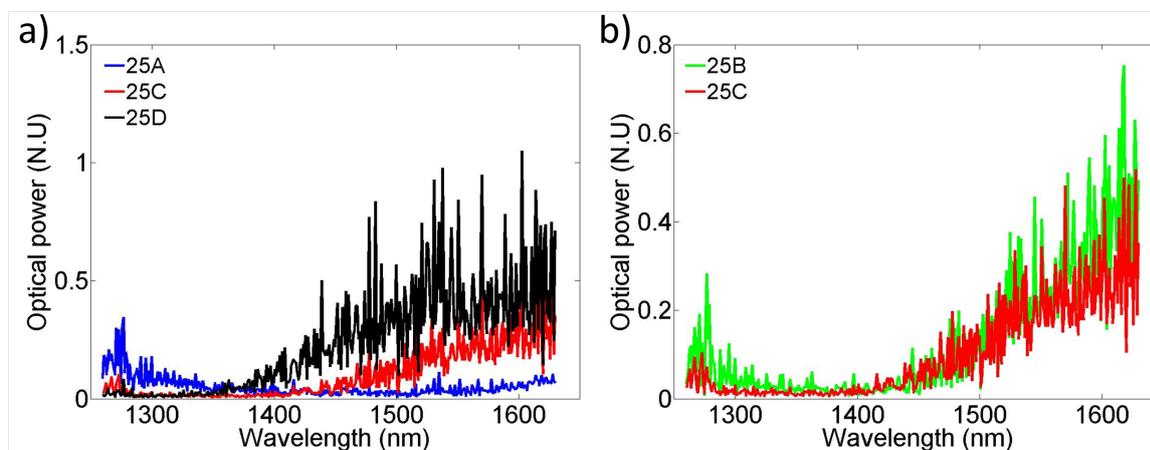


Figure IV.12 – Courbes de puissance transmise pour différentes chaînes de 25 nanoparticules centrées sur des guides SOI.

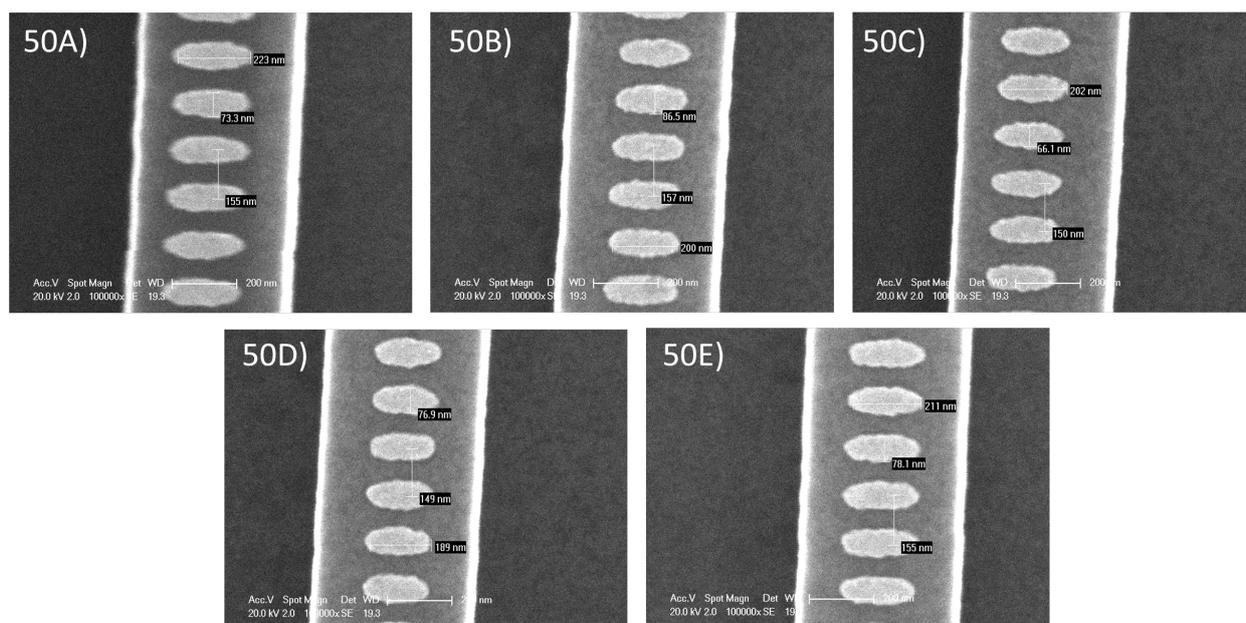


Figure IV.13 – Images MEB de chaînes constituées de 50 particules centrées sur des guides SOI.

1.3 chaînes de 50 nanoparticules

La figure IV.14 montre les courbes expérimentales de transmission. Comme nous pouvons nous y attendre, les chaînes constituées de particules de plus petite taille (50C) et 50D)) présentent un minimum de transmission aux plus courtes longueurs d'ondes. Plus l'axe D2 des particules est grand, plus le minimum de transmission se décale vers les grandes longueurs d'onde. Pour les structures 50A et 50E, les creux de transmission s'étendent sur toute la gamme spectrale du laser.

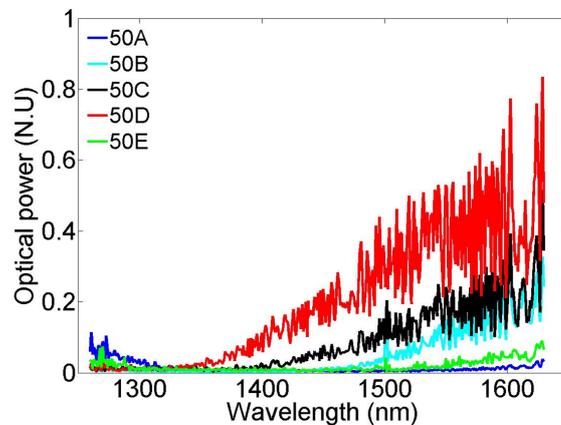


Figure IV.14 – Courbes de puissance transmise mesurées pour différentes chaînes de 50 nanoparticules centrées sur des guides SOI.

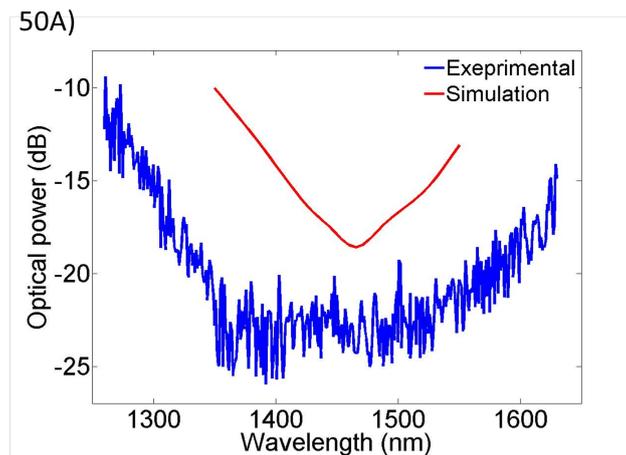


Figure IV.15 – Comparaison entre la puissance transmise simulée en rouge et mesurée en bleu pour la structure 50A.

La courbe IV.15 présente une comparaison entre la puissance transmise simulée et celle mesurée pour la structure 50A. Pour faciliter la comparaison, les puissances sont tracées en dB. Entre 1325 nm et 1500 nm, la courbe de transmission expérimentale est plate, ce qu'on attribue aux fluctuations de taille des nanoparticules. Cependant il y a une grande similitude entre les deux courbes notamment pour ce qui concerne les flancs de croissance et décroissance de part et d'autre du minimum. La puissance transmise mesurée est plus faible que celle simulée pour les raisons évoquées au paragraphe 1.1.1. Les simulations de la figure IV.16 montrent que les deux guides d'onde se couplent effectivement de 1465 nm à 1550 nm. Il est possible que le couplage total soit encore présent pour des longueurs d'onde plus grandes, mais pour des raisons numériques la simulation ne peut être réalisée que sur une plage de longueurs d'onde inférieure

à 200 nm. La large gamme de longueurs d'onde, où le couplage est possible peut s'expliquer par les résultats obtenus au chapitre II avec le modèle CDA. Lorsque toutes les particules d'une chaîne sont excitées par une onde plane, le modèle prédit que lorsque les particules entrent en résonance plasmon le début de la chaîne est excité aux courtes longueurs d'onde alors que la fin l'est aux grandes. La différence entre la longueur d'onde qui correspond à l'excitation du début de chaîne et celle qui correspond à l'excitation de la fin de chaîne dépend de la longueur de la chaîne (au chapitre II, nous avons appelé ce paramètre $\Delta\lambda$). Plus la chaîne est grande, plus $\Delta\lambda$ est grand. La cartographie et les tracés de l'intensité du champ électrique montrent qu'à 1465 nm, le début de la chaîne concentre l'énergie alors qu'à 1510 nm, l'énergie dans la chaîne est mieux répartie (aux pertes près). Les dernières particules sont encore mieux excitées à 1550 nm. Cependant, il y a une limite, car si l'on augmente encore la longueur d'onde, les dernières particules seront à priori mieux excitées, mais les vecteurs $k_{//}$ des deux guides seront trop différents pour que les guides se couplent entre eux. Dès lors, pour que le couplage soit optimal entre les deux guides, il faut que l'énergie soit la mieux répartie possible le long de la chaîne.

Nous n'avons pas pu réaliser des images de champ proche optique pour confirmer ces simulations, l'absorption des particules étant trop importante. Cependant, nous avons clairement montré que le phénomène de guides couplés était présent. Nous avons également montré que la largeur du creux de transmission dépendait de la longueur de la chaîne. En effet, plus la chaîne est longue, plus le nombre de modes de résonance de la chaîne est grand et donc plus il y a de fréquences d'excitation possibles.

2 Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules courtes

Nous avons étudié dans la partie précédente le couplage entre une chaîne longue de nanoparticules et un guide SOI. Cependant, une chaîne courte peut influencer les propriétés du couplage. Nous allons donc diminuer la taille de la chaîne.

2.1 chaînes de 10 nanoparticules

Avant d'étudier le couplage entre un guide SOI et une chaîne très courte de 5 particules, nous allons étudier le couplage entre un guide SOI et une chaîne de taille intermédiaire de 10 particules (figure IV.17). La figure IV.18 montre les mesures de transmission de ces structures.

Chapitre IV. Etude expérimentale et théorique du couplage entre un guide d'onde diélectrique et une chaîne de nanoparticules d'or

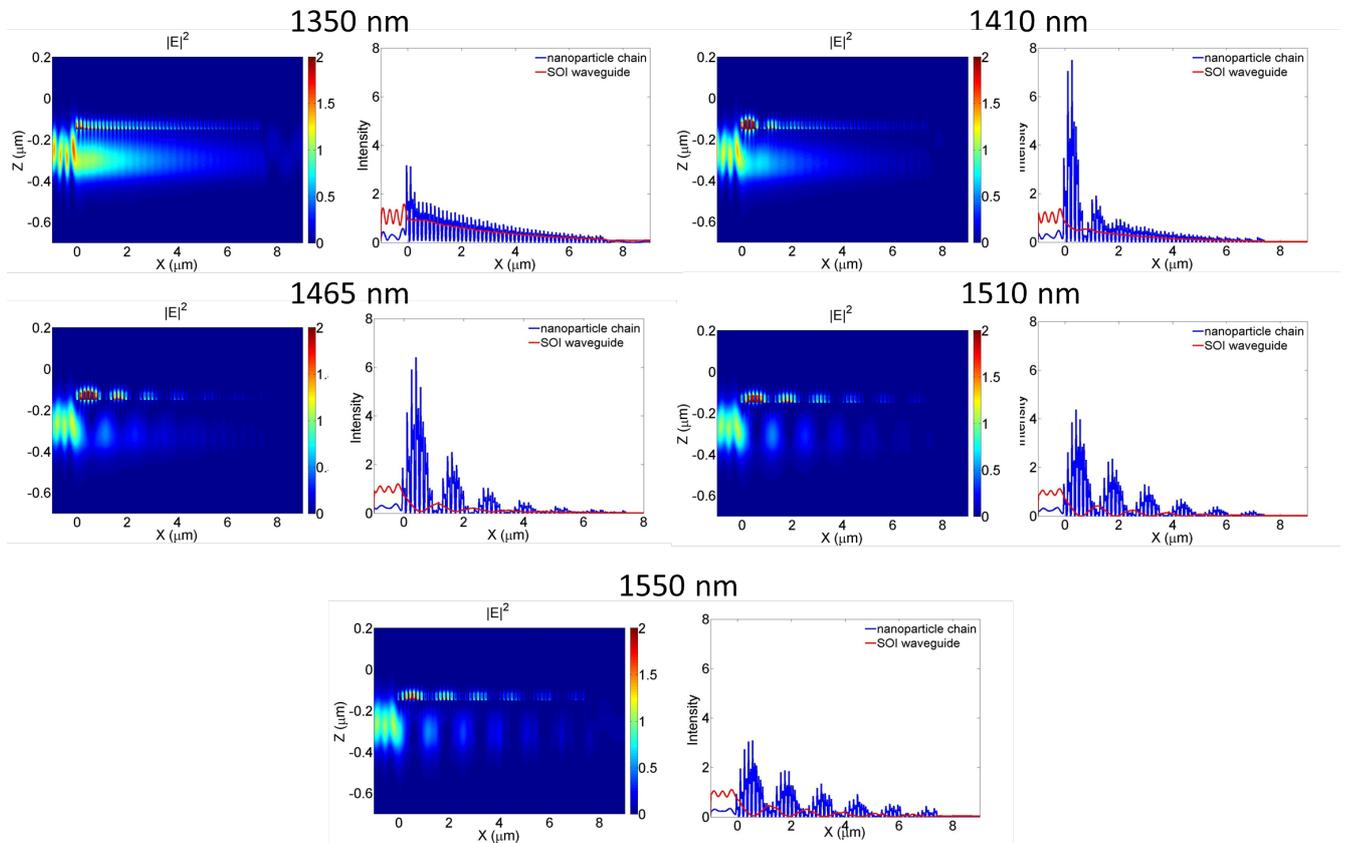


Figure IV.16 – Cartographie de l'intensité du champ électrique et évolutions de l'intensité sur l'axe du guide SOI (rouge) et le long de la chaîne de nanoparticules (bleu) à plusieurs longueurs d'onde pour la structure 50A.

Comme pour les autres longueurs de chaîne, les chaînes avec les plus petites particules présentent un minimum de transmission situé au plus courtes longueurs d'ondes. Celui-ci se décale vers le rouge lorsque la taille des particules augmente. Intéressons nous à la structure 10C. L'accord expérience simulation est très bon comme l'illustre la figure IV.19 aussi bien pour la position du minimum de transmission que pour l'allure générale de la réponse spectrale. Entre 1350 nm et 1400 nm, la courbe de transmission simulée présente un maximum intermédiaire centré à 1371 nm, lequel est parfaitement visible sur la courbe expérimentale.

Comme pour les cas précédents, nous utilisons la FDTD pour étudier le comportement de la structure à plusieurs longueurs d'onde différentes (figure IV.20). L'évolution de l'intensité du champ électrique le long de la structure indique qu'à 1250 nm les particules ne se couplent pas entre elles. Dès lors, l'énergie du guide SOI n'est pas totalement transférée aux particules. A 1295 nm, les particules se couplent entre elles ce qui induit un couplage partiel entre les deux guides. L'énergie se re-couple au SOI entre la 6^{ème} et la 7^{ème} particule. L'intensité du champ électrique

IV.2 Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules courtes

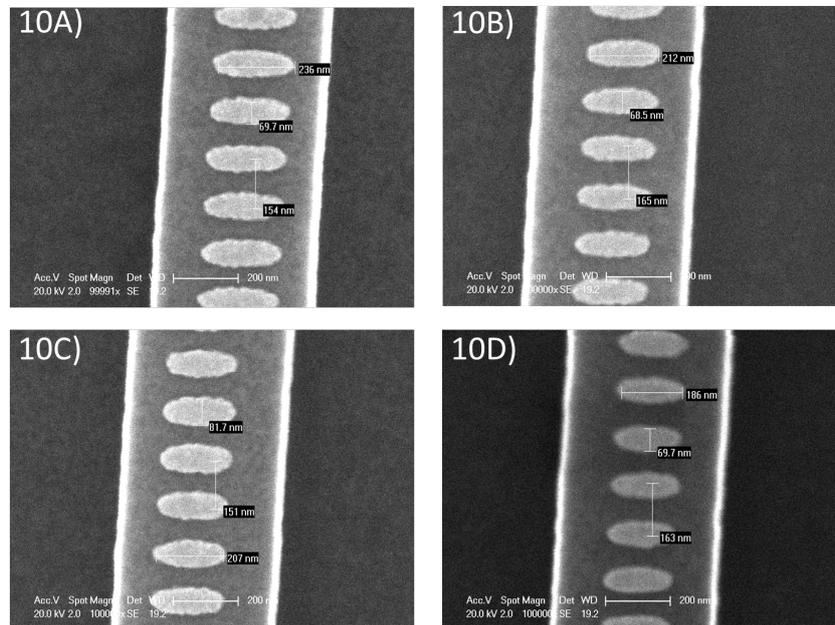


Figure IV.17 – Images MEB de chaînes de 10 nanoparticules centrées sur des guides SOI.

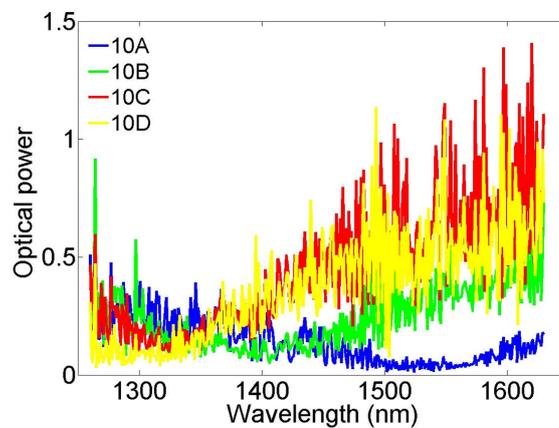


Figure IV.18 – Courbes de puissance transmise mesurées pour les chaînes de 10 nanoparticules centrées sur des guide SOI de la figure IV.17.

est plutôt concentrée dans les 3 premières particules, la dernière n'étant que très peu excitée. Au minimum de transmission, 1321 nm, le couplage est meilleur, le re-couplage de la chaîne au guide SOI s'effectue entre la 7^{ème} et la 8^{ème} particule. L'intensité du champ électrique est plus forte dans les 3^{ème} et 4^{ème} particules. A 1371 nm, qui correspond au maximum intermédiaire présent dans la courbe de transmission, le couplage entre la chaîne et le guide SOI est total et la lumière se re-couple de la chaîne au guide SOI dans les trois dernières particules. L'intensité dans la chaîne est mieux répartie qu'à 1321 nm entre la 1^{ème} et la 6^{ème} particules. A 1450 nm,

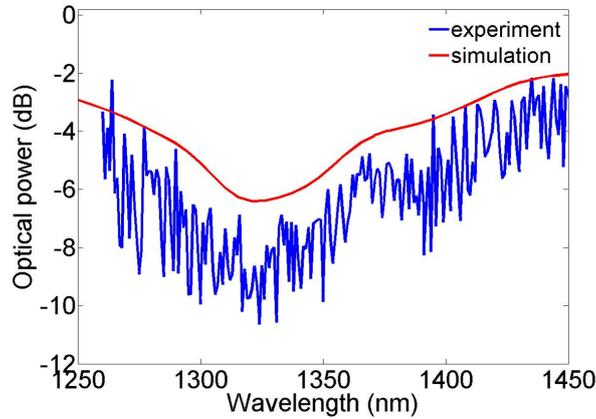


Figure IV.19 – Comparaison simulation/expérience de la puissance transmise par le guide avec la chaîne de nanoparticules (structure 10C).

le couplage entre les deux guides est encore présent. Les particules sont encore couplées entre elles, mais les vecteurs $k_{//}$ des deux guides diffèrent trop, ce qui limite l'excitation de la chaîne de particules. Le re-couplage de la chaîne au SOI s'effectue, comme à 1371 nm, dans les trois dernières particules, l'intensité du champ électrique étant maximale répartie entre la 4^{ème} et la 7^{ème} particules.

Cette structure présente les propriétés de guides couplés. Cependant, la dimension finie influe sur le couplage, notamment pour ce qui concerne la position du re-couplage de la chaîne au guide. Une chaîne de 10 nanoparticules est une structure intermédiaire entre une chaîne courte ou, comme nous allons le voir, le re-couplage entre la chaîne et le guide SOI est impossible et une chaîne longue où le couplage d'un guide à l'autre se reproduit plusieurs fois.

2.2 chaînes de 5 nanoparticules

Nous allons ici nous intéresser au couplage entre une chaîne très courte de 5 particules et le guide SOI. Nous allons aussi considérer l'influence du petit axe de l'ellipsoïde sur la réponse spectrale de la chaîne pour une même dimension du grand axe D1.

2.3 Spectre de transmission : comparaison théorie expérience

Considérons les chaînes de 5 particules de la figure IV.21. La puissance transmise mesurée pour chacune des structures est présentée dans la figure IV.22. Malgré la relative similitude des tailles de particule les courbes de transmission présentent des différences notoires. La mesure

IV.2 Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules courtes

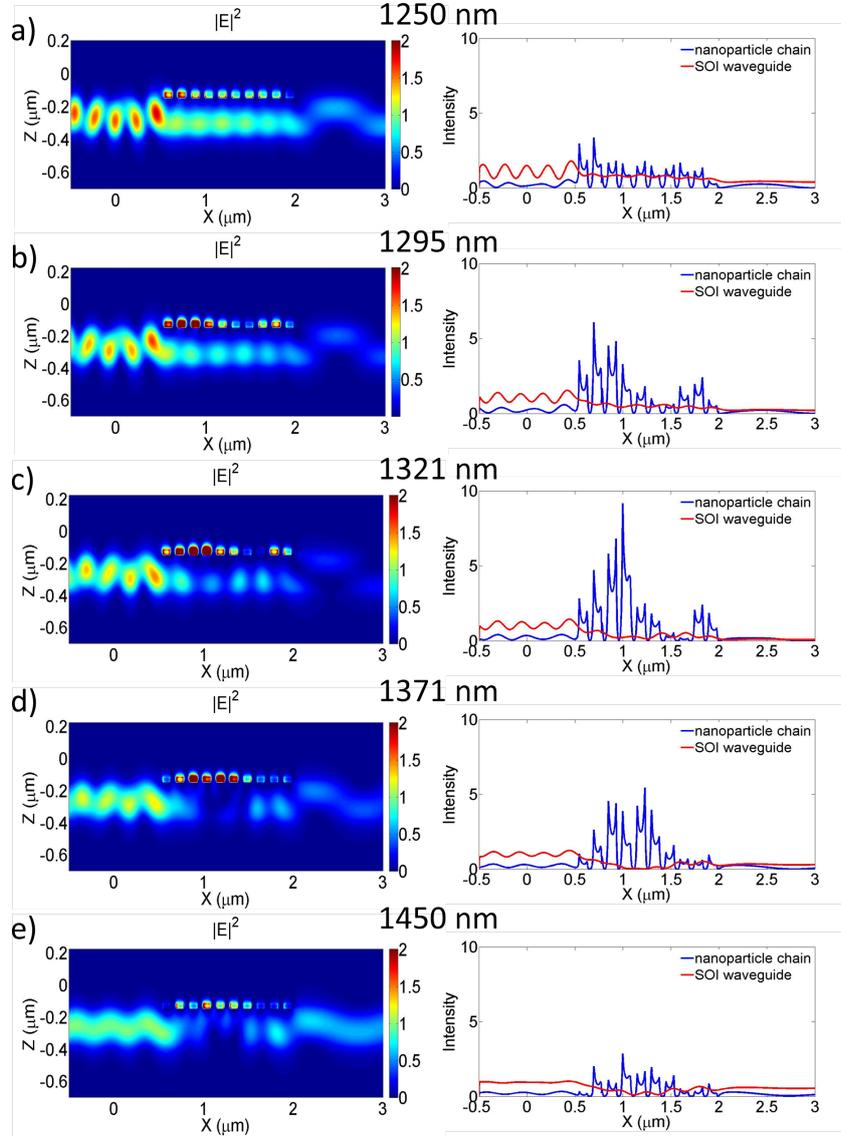


Figure IV.20 – a)-e) cartographies de l'intensité du champ (à gauche) et évolutions de l'intensité au milieu de la chaîne et suivant l'axe du guide SOI (à droite) à plusieurs longueurs d'ondes pour la structure 10C.

de l'épaisseur des nanoparticules par AFM conduit pourtant au même résultat soit 30 ± 5 nm pour chaque structure. La longueur du grand axe D1 des particules est également similaire pour 5A et 5C soit environ 200 nm. En revanche les longueurs d'axes D2 sont différentes : 80 nm pour 5A et 60 nm pour 5C. Cette différence influe à l'évidence sur la position du minimum de transmission dans les courbes expérimentales. Les nanoparticules de la structure 5B ont, par ailleurs, un grand axe D1 plus grand que les deux autres, $D1 \approx 210$ nm alors que son petit axe D2 est le même que pour 5C ≈ 60 nm. Son minimum de transmission est situé plus vers le rouge

Chapitre IV. Etude expérimentale et théorique du couplage entre un guide d'onde diélectrique et une chaîne de nanoparticules d'or

que les autres structures. Ces différences peuvent s'interpréter à partir de la polarisabilité d'une particule définie au chapitre II. La polarisabilité, qui détermine en effet la position spectrale de la résonance plasmon de surface localisée d'une particule, s'exprime par :

$$\alpha_{1i}(\omega) = V \frac{\varepsilon_m - n^2}{n^2 + L_i(\varepsilon_m - n^2)} \quad (\text{IV.1})$$

ε_m est la permittivité de la particule, n l'indice de réfraction du milieu environnant, V le volume de la particule et L_i avec $i=x, y$ ou z est le facteur de dépolarisation qui dépend de la direction de la polarisation de l'onde incidente et de la taille de la particule dans cette direction. Dans notre cas, la polarisation du guide SOI est TE, donc parallèle au grand axe des particules. Le terme de dépolarisation est donc celui suivant la direction du grand axe L_y . Plus le grand axe de la particule est grand plus le terme de dépolarisation est élevé. La résonance plasmon de la particule se produit alors à une plus grande longueur d'onde, ce qui explique que la structure 5B ait un minimum de transmission à une plus grande longueur d'onde que les deux autres. Le volume de la particule intervient aussi dans la polarisabilité. Donc, pour des particules ayant la même longueur de grand axe comme 5A et 5C, c'est la taille du petit axe D2 qui va déterminer la position de la résonance plasmon, d'autant que l'épaisseur de l'or est la même, dans les deux cas. Le volume des particules de 5A étant supérieur à celui de 5C, les particules résonnent à une plus grande longueur d'onde.

La simulation FDTD et la mesure de la transmission expérimentale pour la structure 5A sont en excellent accord (figure IV.23).

2.4 Etude numérique du couplage entre la chaîne de 5 nanoparticules et le guide SOI

Les simulations numériques montrent que les oscillations entre les deux guides ne sont plus présentes pour cette longueur de chaîne. Par contre, la distribution de l'intensité dans la chaîne varie en fonction de la longueur d'onde. Aux plus courtes longueurs d'onde, les premières particules de la chaîne sont excitées alors qu'aux plus grandes longueurs d'onde, ce sont les dernières qui sont excitées. A 1325 nm, l'énergie du guide SOI est totalement transférée vers la 4^{ème} particule de la chaîne, l'intensité dans la chaîne est alors la plus élevée parmi toutes les longueurs d'onde considérées. A 1375 nm, l'énergie du guide SOI est totalement transférée dans la 4^{ème} et la 5^{ème} particules, l'intensité dans ces particules étant quasiment la même. A 1250, 1280 et 1450 nm, l'énergie n'est que partiellement transférée du guide SOI à la chaîne. La chaîne est trop courte pour que l'énergie se re-couple des particules au guide.

IV.2 Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules courtes

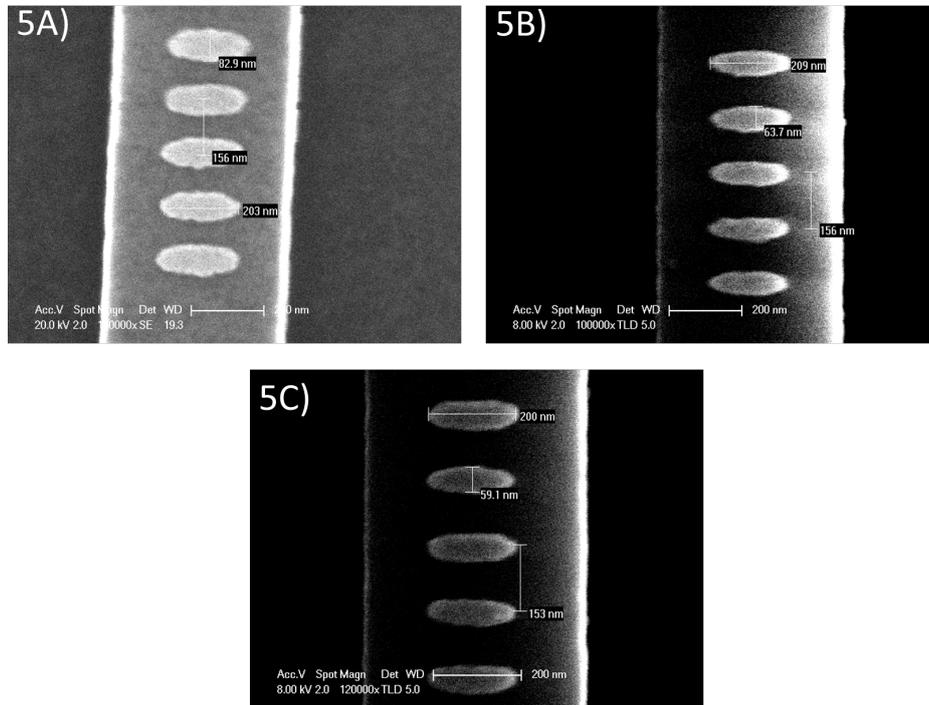


Figure IV.21 – Images MEB de chaînes de 5 particules centrées sur des guides SOI.

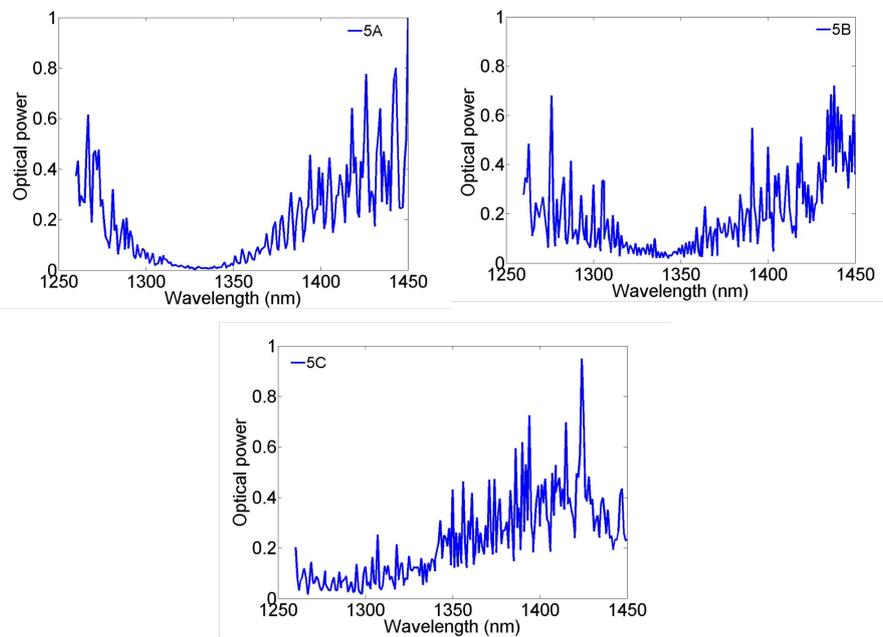


Figure IV.22 – Courbes de puissance transmise mesurées pour les chaînes de 5 nanoparticules centrées sur des guide SOI de la figure IV.21.

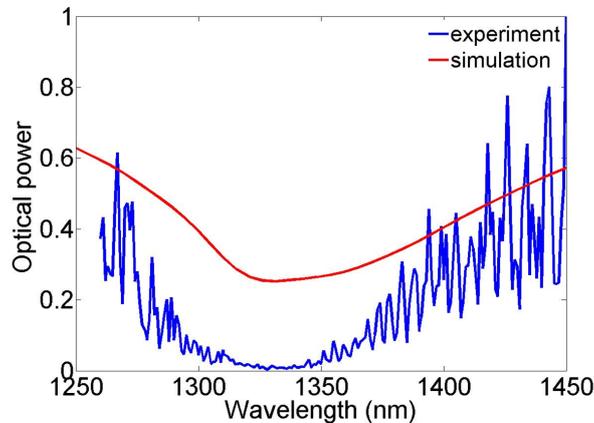


Figure IV.23 – a) Comparaison FDTD/mesure de la puissance transmise pour la structure 5A.

2.5 Comparaison simulations et mesures champ proche

Nous utilisons le TraNSNOM avec la petite pointe de moins de 10 nm de diamètre pour vérifier les prédictions numériques. A la figure IV.25 nous comparons les mesures en champ proche et les simulations FDTD à 1250 nm, 1325 nm, 1375 nm et 1450 nm. En dessous de 1400 nm, le guide SOI possède trois modes : les modes fondamentaux TM, TE et le mode TE01. A partir de 1400 nm, le mode TE01 n'existe plus. Dans la figure IV.25 les modes TE00, TM00 (fondamentaux) ainsi que le mode TE01 sont injectés à 1250 nm, 1325 nm et 1375 nm. Seuls les fondamentaux TE00 et TM00 sont présents à 1450 nm. Les cartographies de l'intensité du champ électrique ($|E|^2$) sont réalisées à 25 nm du centre des nanoparticules. Les résultats de simulation sont obtenus dans les mêmes conditions que les images obtenues en TraNSNOM.

Comme pour une chaîne de 20 particules, les modes TE01 et TM00 engendrent des interférences constructives ou destructives dans la chaîne de nanoparticules. De plus, aux courtes longueurs d'onde, c'est plutôt le début de la chaîne qui est excité, alors qu'aux plus grandes c'est plutôt la fin de la chaîne qui est excitée.

2.6 Interprétation des résultats

Les images en champ proche ainsi que les simulations FDTD montrent bien que la distribution de l'intensité dans la chaîne varie en fonction de la longueur d'onde. Selon plusieurs auteurs, la distribution de l'intensité en fonction de la longueur d'onde serait causée par les effets de retard dans le couplage de particule à particule [DeWAELE2007] [HERNANDEZ2005] [FEMIUS2006]. En effet l'asymétrie de distribution d'intensité dépend des interférences constructive ou destructive de la lumière cohérente rayonnée par les nanoparticules prises individuelle-

IV.2 Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules courtes

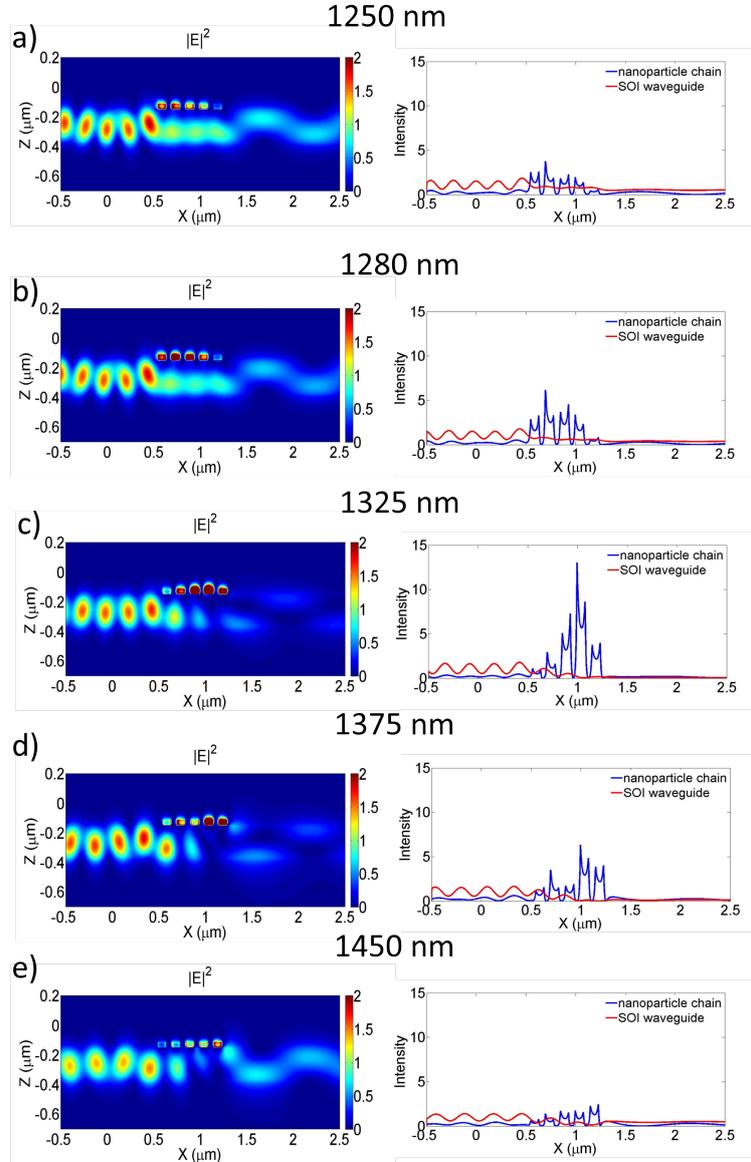


Figure IV.24 – a)-e) cartographie de l'intensité du champ (à gauche) et évolutions de l'intensité au milieu de la chaîne et selon l'axe du guide SOI (à droite) à plusieurs longueurs d'onde pour la structure 5A.

ment. Lorsque l'on excite la première particule aux grandes longueurs d'onde, le champ électrique total émis par les autres particules s'ajoute constructivement le long de la chaîne, ce qui induit un maximum d'intensité à la dernière particule. Aux courtes longueurs d'onde, le champ électrique total donne une interférence destructive le long de la chaîne, l'intensité du champ au niveau de la dernière particule est alors faible [HERNANDEZ2005]. Cependant, dans les images en champ proche, le champ rayonné (le champ lointain) n'est pas dominant. Cette explication n'est donc pas complète. De plus, ces observations théoriques et expérimentales ont été faites

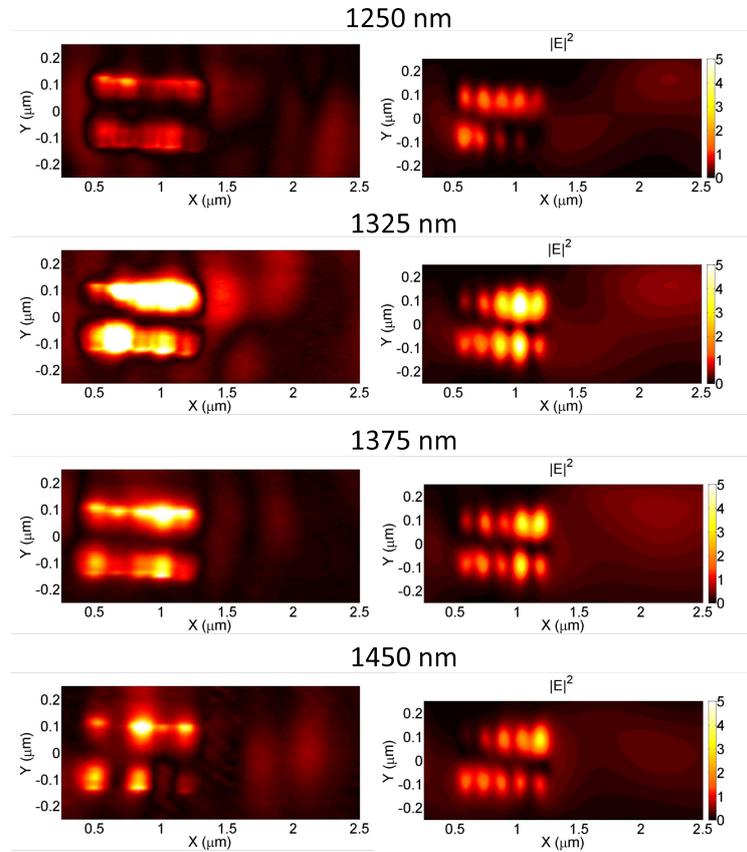


Figure IV.25 – Comparaison entre les mesures de champ proche (colonne de gauche) et les simulations FDTD (colonne de droite).

dans une configuration en espace libre et non dans la configuration guidée comme la notre.

Reprenons donc les résultats du chapitre II. Considérons, en première approximation, le cas de chaînes de particules immergées dans un milieu homogène d'indice 2,42. La figure IV.26 représente les tracés de la puissance ohmique dissipée ($|P|^2$) obtenus avec le modèle CDA pour différentes longueurs de chaîne et pour trois particules dans ces chaînes en fonction de la longueur d'onde. Ces calculs montrent que la puissance est principalement dissipée dans la 1^{ère} particule aux courtes longueurs d'onde et dans la dernière particules aux grandes longueurs d'onde.

Pour interpréter les résultats, nous utilisons la relation de dispersion d'une chaîne de nanoparticule infinie. Comme nous l'avons déjà vu au chapitre II, la partie réelle de la relation de dispersion du mode T1 (voir au chapitre II la définition des modes) présente un anti-croisement au niveau de la ligne de lumière dû à la création d'un polariton (figure IV.27 a)). Au dessus de la ligne de lumière les pertes radiatives sont très fortes. Dès lors, la lumière se propage sur une très courte distance le long de la chaîne. En dessous de cette ligne, la chaîne de nanoparticules

IV.2 Couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules courtes

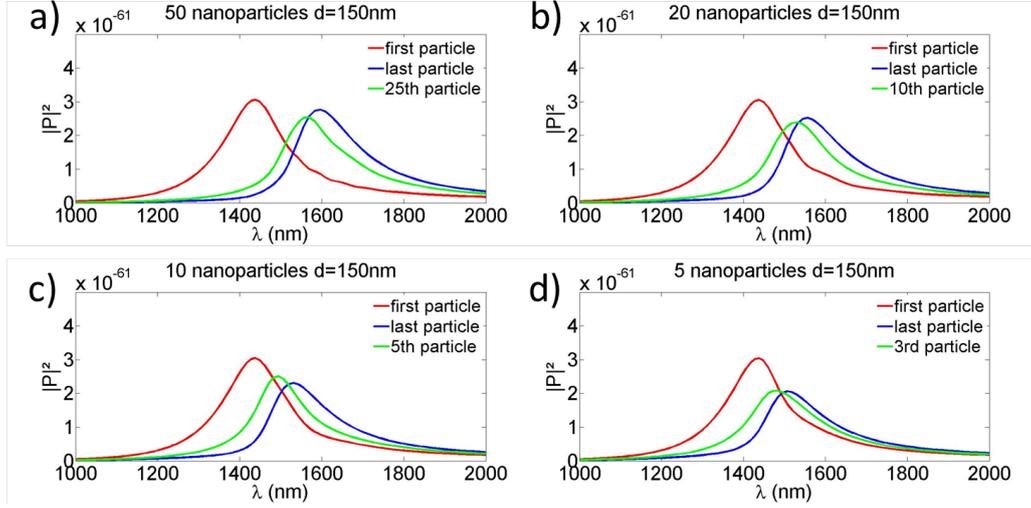


Figure IV.26 – Tracés de la puissance ohmique dissipée obtenus avec le modèle CDA pour des chaînes de a) 50, b) 20, c) 10 et d) 5 particules de mêmes dimensions et espacées de 150 nm. Trois particules sont considérées dans chaque chaîne.

se comporte comme un guide d'onde où seules les pertes ohmiques existent (figure IV.27 b)). Dans l'approximation du modèle CDA, toute la chaîne de nanoparticules est excitée par une onde plane en incidence rasante. Ceci revient à se placer au niveau du cône de lumière sur la relation de dispersion. Pour une chaîne de particules infinie, la branche inférieure ne peut être excitée en espace libre. Cependant, la taille finie, L , des chaînes de nanoparticules correspond à la création d'un vecteur $\Delta k \approx \frac{\pi}{L}$ que l'on peut intercaler dans le diagramme entre ligne de lumière et la branche inférieure de la relation de dispersion (figure IV.27 a)) [FEMIUS2009]. La chaîne de nanoparticules est alors un guide d'onde avec comme principales pertes les pertes ohmiques.

En propagation guidée seule la branche inférieure de la chaîne de nanoparticule est excitée. Cependant, la configuration fait intervenir le couplage entre le guide diélectrique et la chaîne de nanoparticules. Celui-ci ne se produit que lorsque les vecteurs $k_{//}$ des deux guides sont proches, ce qui est le cas à 1325 nm et 1375 nm. A 1450 nm, les vecteurs $k_{//}$ des deux guides diffèrent sensiblement et la chaîne est alors peu excitée. Dans ces trois cas, ce sont les particules de fin de chaîne qui sont les plus excitées, de manière similaire à ce qui est prévu dans le cas d'une onde plane (figure IV.26). A 1250 nm l'énergie dans le guide n'est plus concentrée dans les dernières particules. Dans ce cas, les particules résonnent individuellement et ne se couplent pas entre elles.

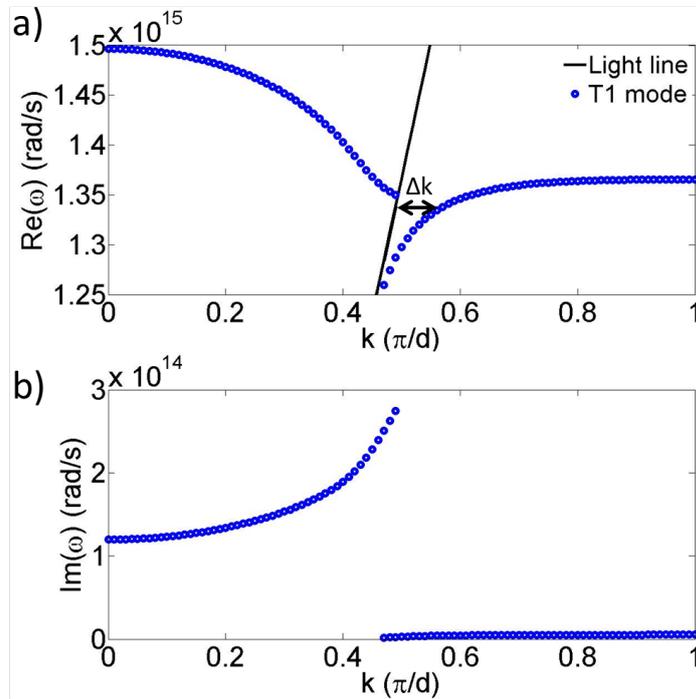


Figure IV.27 – a) Partie réelle et b) imaginaire de la relation de dispersion d'une chaîne de nanoparticules infinie. $\Delta k = \frac{\pi}{L}$ avec L la longueur de la chaîne.

3 Comparaison entre des chaînes de différentes longueurs avec des particules de même taille

Nous venons d'étudier le couplage entre un guide SOI et des chaînes de nanoparticules de différentes longueurs. Pour quantifier l'influence de la longueur de la chaîne dans le couplage avec le guide SOI, nous devons comparer des chaînes constituées d'un nombre différent de nanoparticules mais de mêmes dimensions.

Considérons à présent des chaînes de 5, 10 et 20 particules. avec les dimensions $D1 = 205$ nm et $D2 = 80$ nm, et une épaisseur d'or de 30 ± 5 nm. Dans un premier temps, nous réalisons une étude numérique avec le logiciel de FDTD pour étudier les comportements de ces chaînes (figure IV.28). Les courbes de transmission des chaînes de 5 et 10 particules sont très semblables. Elles présentent toutes les deux un minimum à 1321 nm. La courbe de transmission pour 20 particules a la même allure, mais le minimum de transmission est décalé à 1343 nm et le creux de transmission est plus large. De plus, la transmission est plus faible du fait du nombre plus grand de particules et des plus fortes pertes. Les courbes de réflexion pour 10

IV.3 Comparaison entre des chaînes de différentes longueurs avec des particules de même taille

et 20 particules sont semblables et présentent des "oscillations" aux plus grandes longueurs d'onde. Les "oscillations" correspondant à la chaîne de 20 particules sont décalées vers les plus grandes longueurs d'onde. La courbe de réflexion d'une chaîne de 5 particules est différente des deux autres. En effet, le niveau de réflexion est plus important car la particule de fin de chaîne rayonne et ce rayonnement se couple donc au guide en induisant des réflexions supplémentaires.

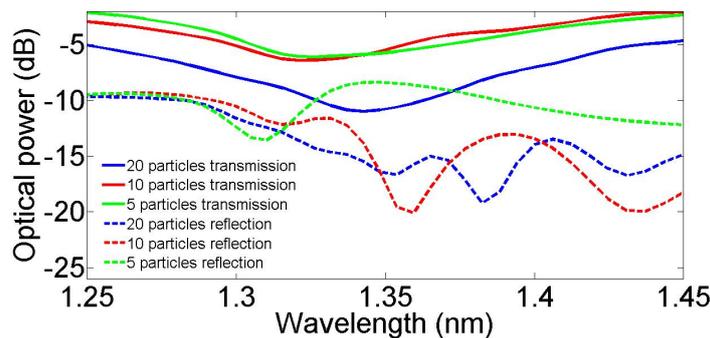


Figure IV.28 – Courbes de transmission (trait plein) et de réflexion (tiret) simulées pour des chaînes de 20 particules (bleu), 10 particules (rouge) et 5 particules (vert).

Poursuivons l'étude numérique en considérant la distribution du champ électrique à plusieurs longueurs d'ondes (figure IV.29). A 1250 nm, le comportement des chaînes est similaire. Le mode TE du guide SOI excite la résonance plasmon de surface localisé des particules, qui est une résonance dipolaire électrique. Dans chaque cas, les premières particules du guide sont un peu plus excitées et la dernière ne l'est quasiment pas. Les particules ne forment donc pas un guide d'onde.

A 1275 nm (figure IV.30), l'intensité localisée dans la chaîne de particules est plus élevée, et le niveau est sensiblement le même pour les trois structures. Dans les trois cas, le maximum d'intensité reste situé dans les premières particules. A cette longueur d'onde, les particules ne se couplent pas entre elles et ne forment pas de guide d'onde. Lorsque l'on passe à 1321 nm, soit au minimum de transmission des chaînes de 5 et 10 particules, l'intensité du champ électrique est concentrée dans les 3^{ème} et 4^{ème} particules et ce, pour toutes les longueurs de chaînes. Mais, plus la longueur de la chaîne augmente, plus la valeur du maximum d'intensité dans ces particules diminue et plus l'intensité se répartit le long de la chaîne. Dans les chaînes de 10 et 20 particules, le re-couplage de la chaîne au guide SOI s'effectue au niveau des 7^{ème} et 8^{ème} particules. A cette longueur d'onde, les particules se couplent entre elles et forment alors un guide plasmonique qui se couple avec le guide SOI.

Au minimum de transmission de la chaîne de 20 particules (1343 nm) et pour la chaîne de 5 particules, l'intensité se concentre dans les deux dernières particules (4^{ème} et 5^{ème} particules).

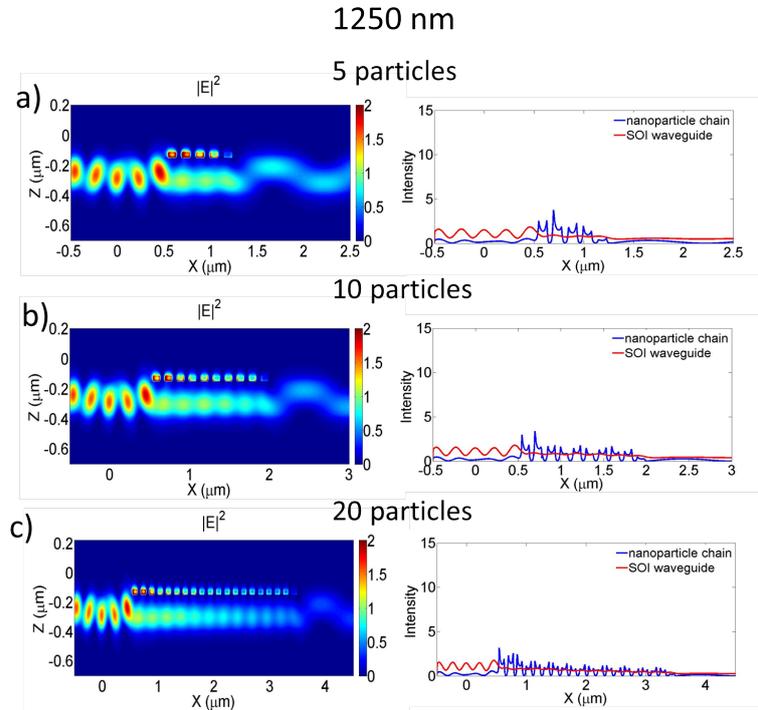


Figure IV.29 – Cartographies et profils de l'intensité du champ électrique pour des chaînes de 5 (a), 10 (b) et 20 (c) particules à 1250 nm. Les cartographies de gauche montrent l'évolution de l'intensité du champ électrique en coupe longitudinale. Les courbes de droite montrent l'évolution de l'intensité du champ électrique au selon l'axe du guide SOI et au milieu de la chaîne.

Dans les chaînes de 10 et 20 particules l'intensité est mieux répartie. Dans la chaîne de 20 particules, l'intensité est sensiblement plus concentrée dans les 4^{ème} et 5^{ème} particules. Les particules de fin de chaîne sont aussi mieux excitées qu'à 1321 nm. Dans la chaîne de 10 particules, l'intensité est aussi légèrement plus prononcée au niveau des 4^{ème} et 5^{ème} particules. Le couplage entre le guide SOI et le guide plasmonique est toujours présent. Dans les chaînes de 10 et 20 particules, le re-couplage de la chaîne au guide SOI s'effectue au niveau des 7^{ème} et 8^{ème} particules.

A 1450 nm, dans tous les cas, le couplage entre le guide et la chaîne de nanoparticules reste effectif. Cependant, les vecteurs $k_{//}$ du guide SOI et de la chaîne diffèrent, ce qui entraîne une mauvaise excitation des nanoparticules. Pour la chaîne de 5 particules, l'intensité dans les particules est maximale pour la 5^{ème}. Dans les chaînes de 10 et de 20 particules, l'intensité est faible, mais est bien répartie le long de la chaîne.

De cette étude numérique, nous pouvons conclure à nouveau que la répartition de l'intensité du champ électrique dans une chaîne de nanoparticules de taille finie dépend de la longueur d'onde d'excitation. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, cette propriété témoigne

IV.3 Comparaison entre des chaînes de différentes longueurs avec des particules de même taille

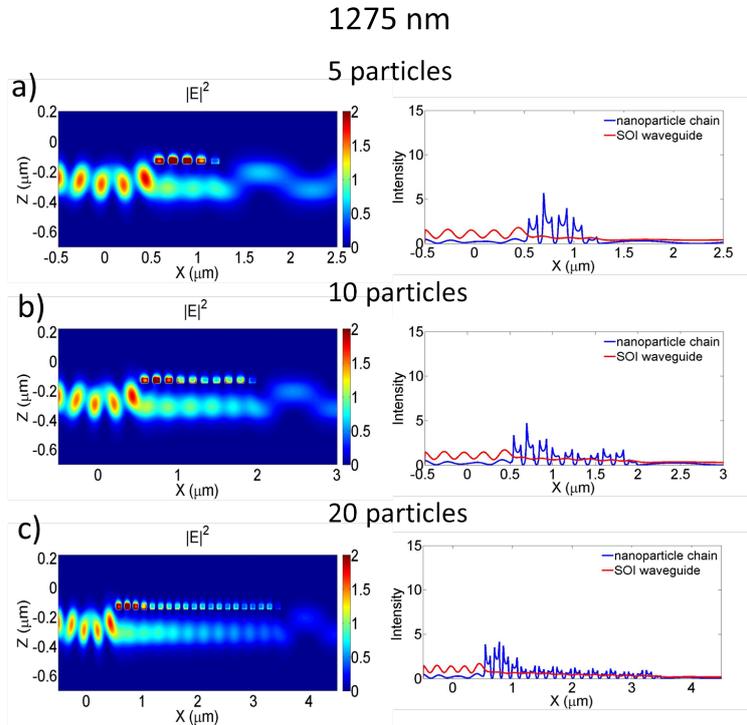


Figure IV.30 – Cartographies et profils de l’intensité du champ électrique pour des chaînes de 5 (a), 10 (b) et 20 (c) particules à 1275 nm. Les cartographies de gauche montrent l’évolution de l’intensité du champ électrique en coupe longitudinales. Les courbes de droite montrent l’évolution de l’intensité du champ électrique selon l’axe du guide SOI et au milieu de la chaîne.

du fait que l’énergie se propage bien le long d’une chaîne de dimension finie. Il en résulte une intensité plus grande au niveau des particules de fin de chaîne aux grandes longueurs d’ondes. Ce phénomène est clairement visible pour la chaîne de 5 nanoparticules. La chaîne de 20 particules tend à l’inverse, à se comporter comme une chaîne quasi-infinie [FEMIUS2006]. Les effets de taille finie vus dans la chaîne de 5 particules deviennent négligeables. La chaîne de 10 particules est un cas intermédiaire. En effet, celle-ci se comporte comme la chaîne de 5 particules jusqu’à 1321 nm. A partir de 1343 nm, les vecteurs $k_{//}$ du guide SOI et de la chaîne de 10 particules sont proches. Le couplage de guide à guide est alors présent et la chaîne de 10 particules évolue à partir de là comme une chaîne de 20 particules et ce, jusqu’à 1450 nm.

Pour valider les prédictions théoriques de ce paragraphe, nous avons spécialement fabriqué les structures que nous avons simulées (figure IV.34). Les résultats des mesures expérimentales de la puissance transmise font apparaître, comme nous pouvions nous y attendre, que les trois structures présentent un minimum de transmission (figure IV.35). La position spectrale de chaque minimum de transmission est en bon accord avec les résultats de simulation (figure

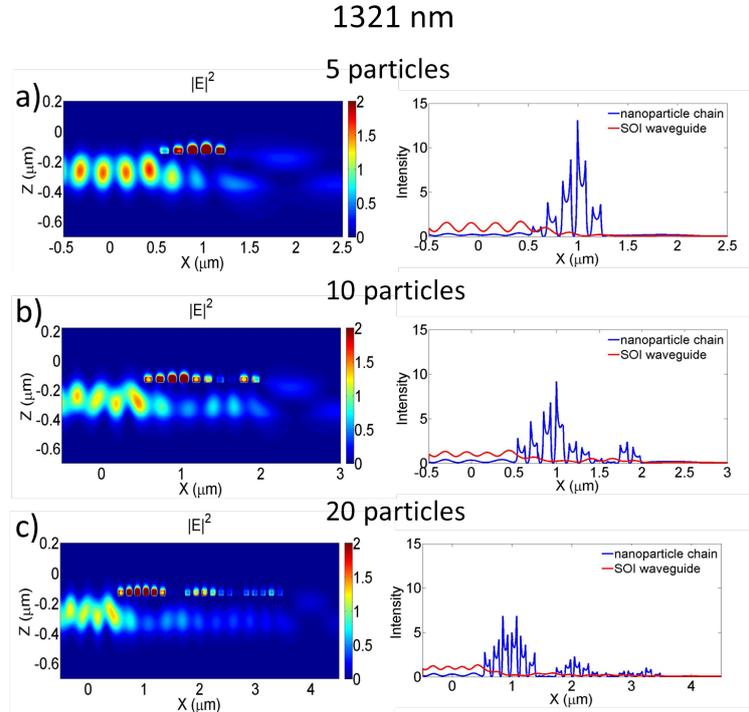


Figure IV.31 – Cartographies et profils de l'intensité du champ électrique pour des chaînes de 5 (a), 10 (b) et 20 (c) particules à 1321 nm. Les cartographies de gauche montrent l'évolution de l'intensité du champ électrique en coupe longitudinales. Les courbes de droite montrent l'évolution de l'intensité du champ électrique selon l'axe du guide SOI et au milieu de la chaîne.

IV.36). Pour la chaîne de 5 particules, le minimum est cependant plus marqué qu'en simulation. On peut attribuer cette différence à des réflexions plus importantes (figure IV.28). Pour la chaîne de 20 particules, les allures des courbes expérimentale et théorique sont sensiblement différentes car les tailles des particules fabriquées sont, en fait, légèrement plus grande que celles simulées.

En conclusion de ce paragraphe, nous avons montré qu'une chaîne de nanoparticules se comportait comme une chaîne quasi-infinie à partir de 20 particules. En revanche, les effets liés à la taille finie de la chaîne sont visibles pour une chaîne de 5 particules. Une chaîne de 10 particules est un cas intermédiaire de chaîne, qui présente le caractère de chaîne finie aux courtes longueurs d'onde, et celui de chaîne quasi-infinie aux plus grandes.

3.1 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons décrit les résultats expérimentaux obtenus. Nous avons démontré expérimentalement qu'une chaîne de 20 nanoparticules se couple à un guide SOI avec une constante de couplage géante de 2805mm^{-1} [FEVRIER2012]. Cette valeur est la plus grande

IV.3 Comparaison entre des chaînes de différentes longueurs avec des particules de même taille

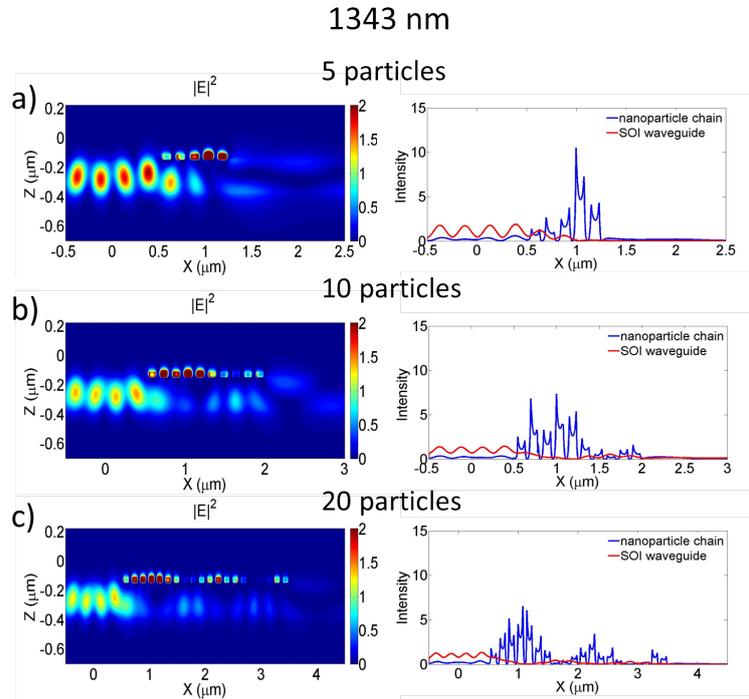


Figure IV.32 – Cartographies et profils de l’intensité du champ électrique pour des chaînes de 5 (a), 10 (b) et 20 (c) particules à 1343 nm. Les cartographies de gauche montrent l’évolution de l’intensité du champ électrique en coupe longitudinales. Les courbes de droite montrent l’évolution de l’intensité du champ électrique selon l’axe du guide SOI et au milieu de la chaîne.

jamais rapportée à notre connaissance. Pour démontrer ce couplage, nous avons utilisé notre banc d’optique guidée en transmission ainsi qu’une technique de microscopie en champ proche du LNIO à l’UTT. Nous avons mesuré par ellipsométrie l’indice de réfraction de l’or utilisé lors de la fabrication des échantillons. Nous avons ajusté le résultat de cette mesure par un modèle de Drude que nous avons injecté dans le logiciel de FDTD. Grâce à cette méthode et à un maillage très fin, les simulations sont en très bon accord avec l’expérience.

Le couplage entre guides peut être étendu à une chaîne plus longue de 50 particules. Dans ce cas aussi, l’accord simulation-expérience est très bon. Le couplage dépend fortement de la longueur d’onde. Aux plus courtes longueurs d’onde, les nanoparticules ne se couplent pas entre elles, le guide plasmonique n’existe pas, le comportement de guides couplés ne peut alors apparaître. Lorsque les nanoparticules se couplent entre elles, elles forment un guide plasmonique qui vient se coupler avec le guide diélectrique lorsque les deux vecteurs $k_{//}$ des deux guides sont proches. Aux plus grandes longueurs d’onde, les nanoparticules forment encore un guide d’onde, mais les vecteurs $k_{//}$ des deux guides étant différents, l’efficacité du couplage s’en trouve affectée.

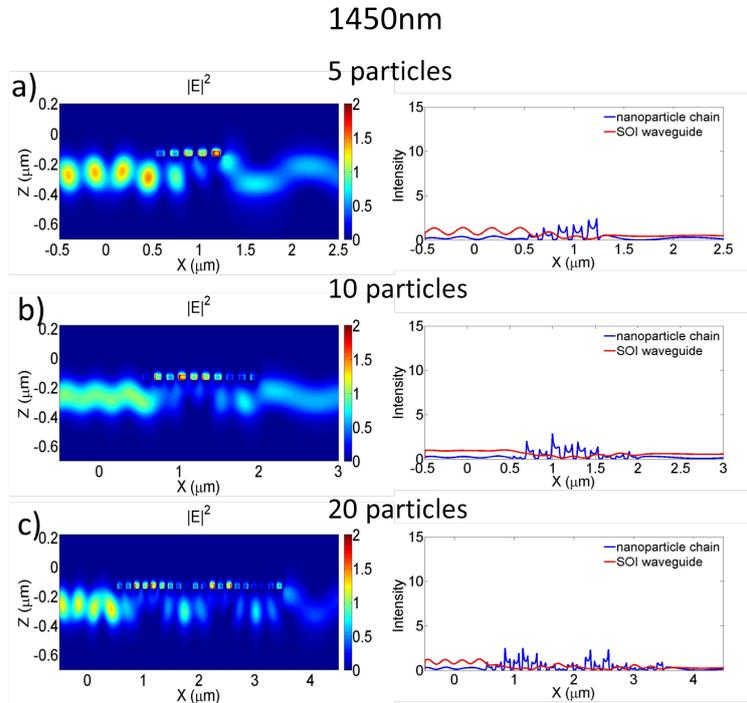


Figure IV.33 – Cartographies et profils de l'intensité du champ électrique pour des chaînes de 5 (a), 10 (b) et 20 (c) particules à 1450 nm. Les cartographies de gauche montrent l'évolution de l'intensité du champ électrique en coupe longitudinales. Les courbes de droite montrent l'évolution de l'intensité du champ électrique selon l'axe du guide SOI et au milieu de la chaîne.

Nous nous sommes ensuite intéressés au comportement du couplage pour des chaînes constituées de 5, 10 et 20 particules de taille identique. Cette étude a démontré qu'une chaîne de 20 particules peut être assimilée à une chaîne quasi-infinie. Pour une chaîne courte de 5 particules, la répartition de l'intensité du champ électrique le long de la chaîne dépend de la longueur d'onde d'excitation. Une chaîne composée de 10 particules est un cas intermédiaire de chaîne qui se comporte comme une chaîne finie aux basses longueurs d'ondes et comme une chaîne infinie aux plus grandes longueurs d'onde. Les mesures de transmission pour les différentes longueurs de chaîne sont corroborées par le calcul de la transmission par FDTD.

IV.3 Comparaison entre des chaînes de différentes longueurs avec des particules de même taille

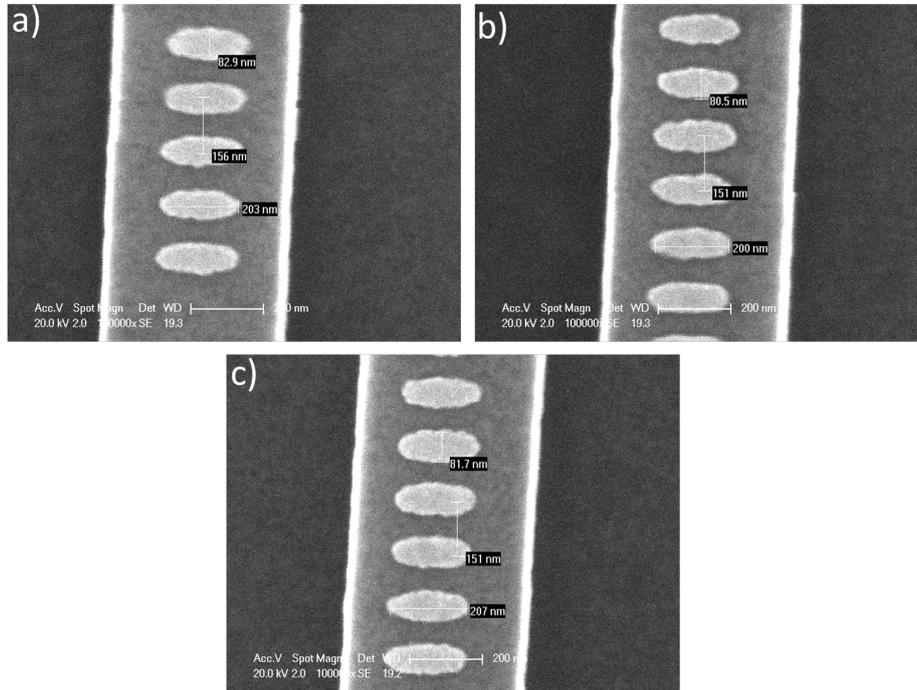


Figure IV.34 – Images MEB d’une chaîne de 5 particules centrées sur un guide SOI en a) et de six particules de la chaîne de 10 particules en b) et d’une chaîne 20 particules en c).

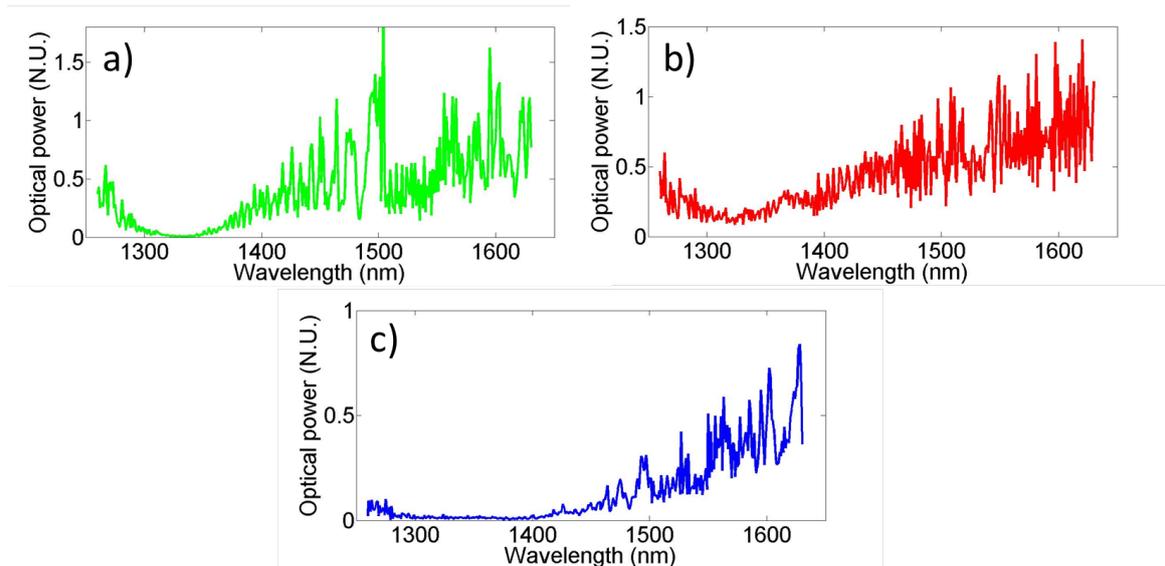


Figure IV.35 – Courbes expérimentales de puissance transmise pour des chaînes de 5 (a), 10 (b) et 20 (c) particules centrées sur des guides SOI.

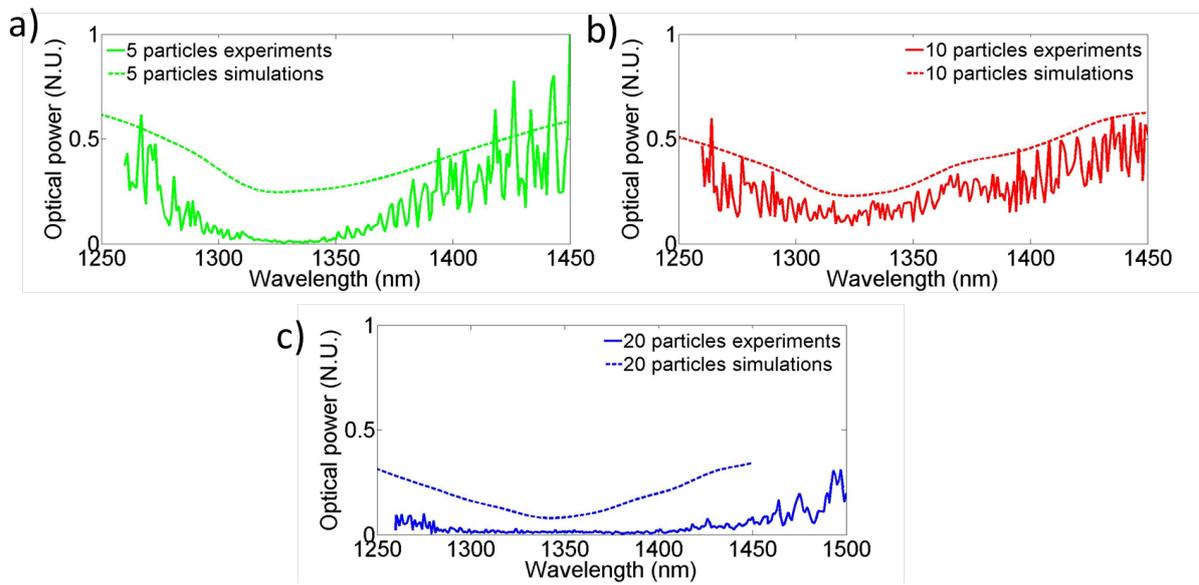


Figure IV.36 – Comparaison entre mesures et simulations de la puissance transmise pour des chaînes de 5 (a), 10 (b) et 20 (c) particules centrées sur des guides SOI.

Chapitre V

Réseau de Bragg à base de nanoparticules d'or

Au chapitre II, nous avons vu que pour une distance inter-particules donnée relativement grande, un pic ou un creux de puissance ohmique dissipée lié à un réseau de Bragg, est présent. Des études théoriques et expérimentales dans le cas d'une excitation en espace libre ont rapporté, qu'un réseau de Bragg à base de nanoparticules d'or réduisait de la bande spectrale du plasmon de surface localisé ainsi créé [ZOU2004], [ZHOU2004] et [CHUANG1995]. Quidant et al. ont réalisé un réseau de Bragg à base de nanoparticules d'or couplé au mode fondamental TM d'un guide d'onde en TiO_2 . Les auteurs rapportent l'existence de deux zones de minima de transmission, l'une induite par la résonance plasmon des nanoparticules, l'autre par un mode de Bragg. Une zone de "transparence" est présente entre ces deux minima. Notons que dans cette étude, les particules sont assez éloignées les unes des autres pour que le couplage dipolaire soit négligeable [QUIDANT2004].

Nous allons réaliser une étude voisine à celle de Quidant, mais en optique guidée, avec le but d'analyser les caractéristiques de transmission du guide. Dans notre cas le réseau de Bragg est à base de nanoparticules d'or excitées par le mode TE d'un guide SOI. Dimensionner le réseau de Bragg est possible grâce à la formule suivante : $m\lambda = 2n_{eff}d$ avec m l'ordre du réseau, λ la longueur d'onde centrale à laquelle le réseau de Bragg va fonctionner, n_{eff} l'indice effectif du guide SOI et d le pas du réseau centre à centre (que nous avons appelé précédemment distance inter-particules). Pour illustrer cette formule, prenons l'exemple d'un réseau de Bragg fonctionnant à 1300 nm. L'indice effectif du SOI est environ 2,6. Dans ce cas, l'ordre 1 de ce réseau sera excité si le pas du réseau est de 250 nm, l'ordre 2 si le pas est de 500 nm, l'ordre 3 si le pas est de 750 nm etc. Au chapitre II, le modèle CDA a permis de mettre en évidence l'effet de réseau de Bragg pour une chaîne de 50 particules. Par ailleurs, pour une distance inter-particules de 250 nm correspondant à l'ordre 1 du réseau de Bragg, le couplage dipolaire des particules risque de perturber le fonctionnement du réseau. Intéressons-nous donc à un réseau de Bragg d'ordre 2 (figure V.2 a) et b)). Il est difficile de simuler avec la FDTD une telle

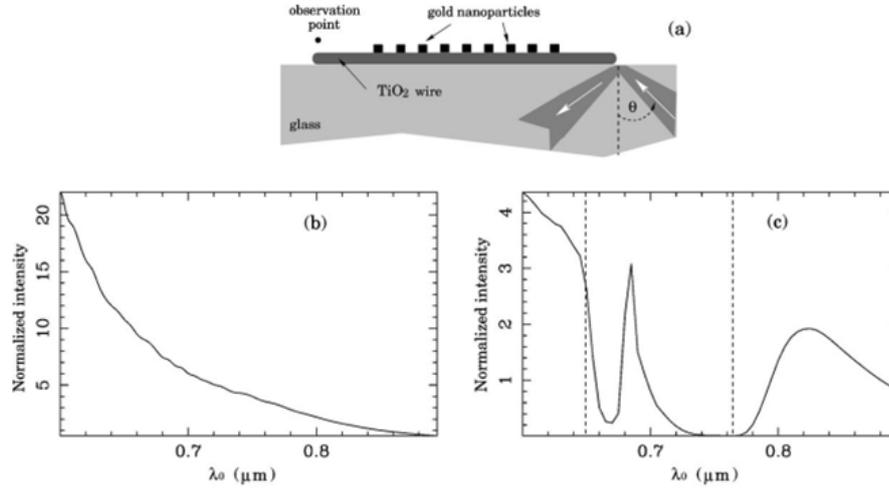


Figure V.1 – a) Schéma de la structure étudiée par Quidant et al. Des nanoparticules d'or espacées de 600 nm sont placées sur le dessus d'un guide d'onde en TiO_2 . Le mode fondamental TM du guide est excité par une onde en propagation libre. b) intensité transmise par le guide seul et c) par le guide en présence des nanoparticules [QUIDANT2004].

structure à cause du temps de calcul ainsi que la mémoire nécessaire. Nous avons donc mis au point un modèle analytique que nous allons décrire.

La théorie des modes couplés classique (par classique, nous entendons que nous négligeons les intégrales de recouvrement, voir au chapitre II pour plus de détails) est généralement utilisée pour étudier le comportement de ces réseaux. Cependant, dans notre cas, le modèle doit tenir compte de la résonance plasmon des particules. Le réseau de particules peut être assimilé à un film qui tient compte de cette résonance et qui possède son propre indice de réfraction (que nous nommerons indice équivalent ε_{eq}). Le modèle que nous allons utiliser est dérivé du modèle de Yamaguchi [YAMAGUCHI1974]. Dans ce modèle, les nanoparticules sont modélisées par des dipôles ponctuels. Les particules doivent cependant être assez éloignées les unes des autres pour être dans l'approximation quasi-statique (aussi appelée électrostatique), ce qui permet d'introduire les effets liés au substrat uniquement par un dipôle image. Etant donné que nous nous sommes placés dans le cas où les particules ne sont pas couplées entre elles, nous ne considérons qu'un seul dipôle.

1 Détermination de la couche d'indice équivalent

Considérons une nanoparticule de fonction diélectrique ε_m déposée sur un substrat de permittivité ε_{sub} et immergée dans un milieu de permittivité ε_{ext} . La permittivité ε_{eq} du dipôle est

V.1 Détermination de la couche d'indice équivalent

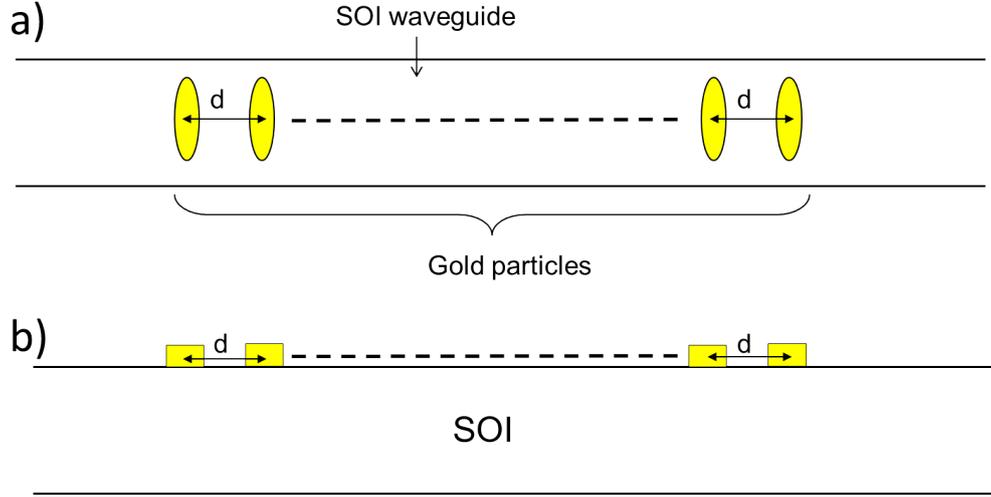


Figure V.2 – Schéma de la structure de Bragg à base de nanoparticules d'or a) en vue du dessus b) en vue en coupe transverse.

reliée à la polarisation macroscopique \vec{P} du milieu induite par le champ électrique macroscopique \vec{E}_{ext} grâce à la relation [YAMAGUCHI1974] :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\varepsilon_{eq} - \varepsilon_{ext}) \vec{E}_{ext} \quad (V.1)$$

La polarisation \vec{P} s'écrit $\vec{P} = N \vec{p}$ où N est le nombre de particules par unité de volume soit $N = \frac{1}{2a \times 2b \times 2c}$ où a , b et c sont respectivement les rayons du grand axe, du petit axe et l'épaisseur de la particule. \vec{P} peut aussi s'écrire sous la forme :

$$\vec{P} = N \varepsilon_0 V \varepsilon_{ext} \alpha_{2s}(\omega) \vec{E}_{loc} \quad (V.2)$$

où V est le volume d'une particule et $\alpha_{2s}(\omega)$ sa polarisabilité définie par :

$$\alpha_{2s}(\omega) = \frac{\varepsilon_m - n^2}{n^2 + L_s(\varepsilon_m - n^2)} \quad (V.3)$$

\vec{E}_{loc} est le champ local "vu" par la particule. Le champ local \vec{E}_{loc} se calcule en considérant la particule comme un dipôle ponctuel. La méthode du dipôle image est généralement utilisée pour tenir compte de la présence d'un substrat. Considérons une nanoparticule métallique unique posée sur un substrat isotrope et non-magnétique (figure V.3).

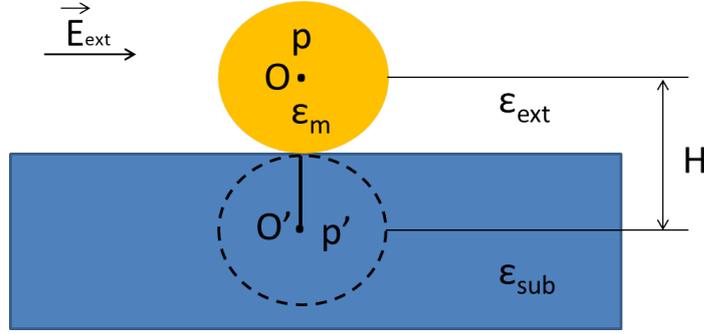


Figure V.3 – Schéma d'une particule posée sur un substrat et de son dipôle image, la particule est sphérique mais peut aussi être ellipsoïdale.

Soit le moment dipolaire \vec{p} porté par la particule à l'interface du milieu extérieur de permittivité ϵ_{ext} et du substrat de permittivité ϵ_{sub} lorsqu'elle est soumise au champ électrique de l'onde incidente. Le potentiel électrostatique créé en un point quelconque de l'espace résulte de la somme du potentiel créé par ce dipôle et du potentiel associé à son moment dipolaire image \vec{p}' [JACKSON1999] :

$$\vec{p}' = -\vec{p} \frac{\epsilon_{sub} - \epsilon_{ext}}{\epsilon_{ext} + \epsilon_{sub}} \quad (\text{V.4})$$

Le champ local associé à une particule résulte alors de deux contributions :

- Le champ extérieur appliqué \vec{E}_{ext} .
- Le champ créé par le dipôle image \vec{E}_{img} .

Lorsque l'on connaît le champ local \vec{E}_{loc} il est possible de déterminer la permittivité équivalente du dipôle ϵ_{eq} à partir des équations V.1 et V.2 :

$$\epsilon_0 (\epsilon_{eq} - \epsilon_{ext}) \vec{E}_{ext} = N \epsilon_0 V \epsilon_{ext} \alpha_{2s}(\omega) \vec{E}_{loc} . \quad (\text{V.5})$$

Le champ local s'exprime à partir de $\vec{E}_{loc} = \vec{E}_{ext} + \vec{E}_{img}$, calculons \vec{E}_{img} . Dans l'approximation quasi-statique, le champ créé par un dipôle \vec{p} placé en O à la distance r d'un point M d'un milieu de fonction diélectrique ϵ_{ext} s'exprime :

$$\vec{E}_{dip} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{ext}} \frac{3(\vec{p} \cdot \vec{R}) \vec{R} - \vec{p}}{r^3} \quad (\text{V.6})$$

avec $\vec{R} = r \cdot \vec{u}$, où \vec{u} est le vecteur unitaire porté par \vec{OM} .

V.1 Détermination de la couche d'indice équivalent

L'expression du champ \vec{E}_{img} se détermine en injectant V.4 dans V.6 :

$$\vec{E}_{dip} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_{ext}} \frac{3(\vec{p}' \cdot \vec{R}) \vec{R} - \vec{p}'}{r^3} \quad (\text{V.7})$$

avec ici $\vec{R} = \vec{O}'O$. Le dipôle image est à la normale du dipôle \vec{p} , $\vec{p}' \cdot \vec{R} = 0$. En posant $O'O = H$, on a alors :

$$\vec{E}_{img} = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_{ext}} \frac{\vec{p}'}{r^3} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_{ext}H^3} \frac{\varepsilon_{sub} - \varepsilon_{ext}}{\varepsilon_{ext} + \varepsilon_{sub}} \vec{p} \quad (\text{V.8})$$

On obtient alors pour \vec{E}_{loc} :

$$\vec{E}_{loc} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_{ext}} \left(\frac{\varepsilon_{sub} - \varepsilon_{ext}}{\varepsilon_{ext} + \varepsilon_{sub}} \frac{\vec{p}}{H^3} \right) + \vec{E}_{ext} \quad (\text{V.9})$$

posons :

$$-K = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_{ext}} \left(\frac{\varepsilon_{sub} - \varepsilon_{ext}}{\varepsilon_{ext} + \varepsilon_{sub}} \frac{1}{H^3} \right) \quad (\text{V.10})$$

A présent, utilisons les équations V.1 et V.2 pour en déduire ε_{eq} :

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 (\varepsilon_{eq} - \varepsilon_{ext}) \vec{E}_{ext} &= N \varepsilon_0 V \varepsilon_{ext} \alpha_{2s}(\omega) \vec{E}_{loc} \\ \frac{1}{1 + K \varepsilon_0 V \varepsilon_{ext} \alpha_{2s}(\omega)} &= \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon_{eq} - \varepsilon_{ext})}{N \varepsilon_0 V \varepsilon_{ext} \alpha_{2s}(\omega)} \end{aligned} \quad (\text{V.11})$$

Donc ε_{eq} s'exprime :

$$\varepsilon_{eq} = \varepsilon_{ext} + \frac{NV\alpha_{2s}(\omega)\varepsilon_{ext}}{1 + KV\varepsilon_0\varepsilon_{ext}\alpha_{2s}(\omega)} \quad (\text{V.12})$$

Dans la suite, nous allons utiliser l'expression de ε_{eq} pour introduire la résonance plasmon des nanoparticules dans la modélisation du réseau de Bragg.

2 Modélisation du réseau de Bragg

La théorie des modes couplés est généralement utilisée pour modéliser analytiquement le comportement d'un réseau de Bragg. Nous allons adapter ici cette théorie au réseau de Bragg à base de résonateurs à plasmon de surface localisé, représenté schématiquement aux figures V.4 a) et b). Dans le calcul de la couche homogène d'indice équivalent, les contributions des dipôles et de leurs images sont rapportées sur une particule. Pour passer de la couche d'indice équivalent ε_{eq} à la structure de Bragg, nous considérons un guide structuré dont l'indice est égal à ε_{eq} au niveau des particules et égal à l'indice effectif du guide SOI lorsqu'il n'y a pas de particules (figure V.4 c)).

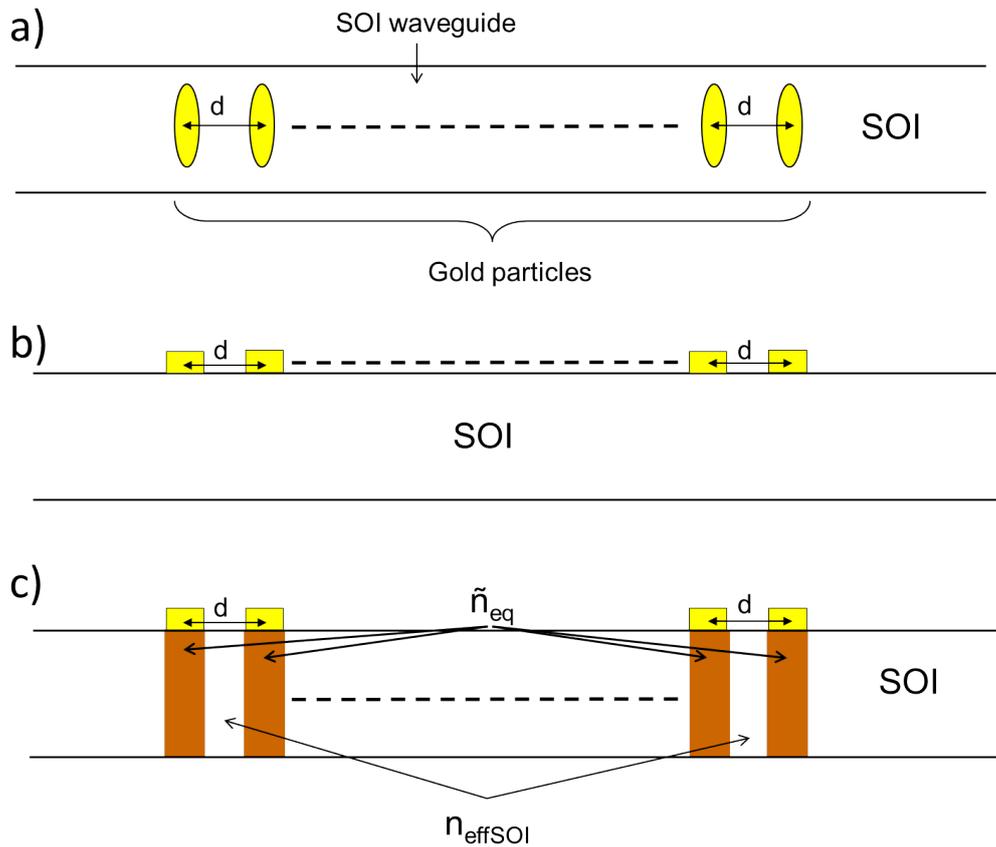


Figure V.4 – a) Vue de dessus du réseau de Bragg à plasmon de surface localisé, b) coupe transverse c) Schéma de principe du modèle analytique développé. Les nanoparticules sont remplacées par l'indice équivalent obtenu avec le modèle de type Yamaguchi.

Une structuration périodique de la surface d'un guide d'onde induit une modulation de son indice effectif. Cette modulation périodique, dans notre cas, n'est pas seulement une modulation diélectrique mais aussi une modulation liée aux pertes des nanoparticules.

L'indice de réfraction d'un matériau à perte ou à gain peut être exprimée sous la forme [YARIV2005] :

$$n_{mat} = n + i \frac{\gamma}{k_0} \quad (\text{V.13})$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ est la longueur d'onde, n est l'indice de réfraction et γ est la constante de gain (ou de pertes si $\gamma < 0$) en intensité.

Nous considérons en première approximation que la modulation est sinusoïdale et comprise entre n_{effsoi} et n_{eq} pour la partie réelle et entre 0 et k_{eq} ($k_{eq} = \frac{\gamma_{eq}}{k_0}$) pour la partie imaginaire (figure V.5). Ceci signifie que nous faisons l'hypothèse que toute l'énergie du guide se transfère localement dans les particules et que donc seul l'indice du film de dipôles compte lorsque les particules sont présentes. A l'inverse, dans les sections sans particules, nous supposons que seul l'indice effectif du guide SOI intervient.

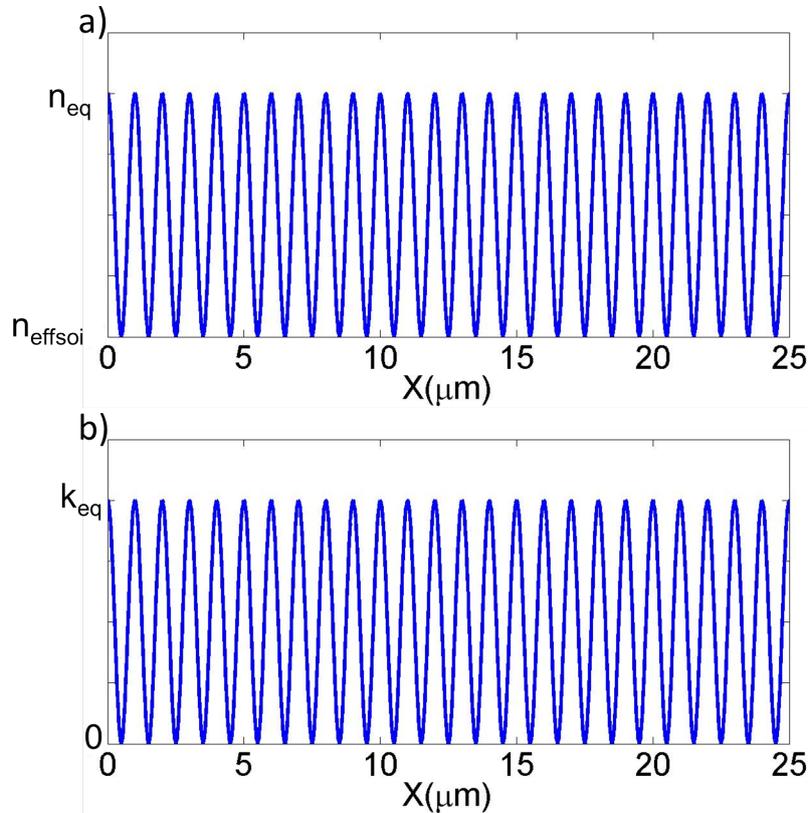


Figure V.5 – Illustration de la modulation d'indice que nous considérons dans le réseau de Bragg à plasmon de surface localisé. a) modulation de la partie réelle et b) de la partie imaginaire.

Pour obtenir une telle modulation n et γ s'écrivent :

$$\begin{aligned} n(x) &= n_0 + n_1 \cos\left(\frac{2\pi x}{d}\right) \\ \gamma(x) &= \gamma_0 + \gamma_1 \cos\left(\frac{2\pi x}{d}\right) \end{aligned} \quad (\text{V.14})$$

Nous devons alors déterminer les valeurs de n_0 , n_1 , γ_0 et γ_1 en fonction de la modulation.
Or : Pour $x = \frac{d}{2}$ et $x = d$ on obtient :

$$\begin{aligned} n_0 - n_1 &= n_{eq} \\ n_0 + n_1 &= n_{effSOI} \\ \frac{\gamma_0}{k_0} - \frac{\gamma_1}{k_0} &= 0 \\ \frac{\gamma_0}{k_0} + \frac{\gamma_1}{k_0} &= \frac{\gamma_{eq}}{k_0} \end{aligned} \quad (\text{V.15})$$

A partir de ces systèmes on a alors :

$$\begin{aligned} n_0 &= \frac{n_{eq} - n_{effSOI}}{2} \\ n_1 &= \frac{n_{eq} + n_{effSOI}}{2} \\ \frac{\gamma_0}{k_0} &= \frac{\gamma_1}{k_0} \\ \frac{\gamma_0}{k_1} &= \frac{\gamma_{eq}}{2k_0} \end{aligned} \quad (\text{V.16})$$

Les équations différentielles couplées en présence d'une modulation périodique des pertes ou du gain s'écrivent [YARIV2005] :

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dx} &= -i\kappa B(x)e^{i2\Delta\beta x} + i\gamma_0 A(x) \\ \frac{dB}{dx} &= i\kappa A(x)e^{-i2\Delta\beta x} - i\gamma_0 B(x) \end{aligned} \quad (\text{V.17})$$

$A(z)$ est le mode propagatif et $B(z)$ le mode contrapropagatif, et la constante de couplage

est donnée par :

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda_0} \left(\frac{n_{eq} + n_{effSOI}}{2} + i \frac{\gamma_{eq}}{2k_0} \right) \quad (V.18)$$

et $2\Delta\beta$ le désaccord de phase est donné par :

$$2\Delta\beta = n_{effSOI} \frac{2\pi}{\lambda} - m \frac{2\pi}{d} \quad (V.19)$$

où m est l'ordre du réseau de Bragg et n_{eff} est l'indice effectif du guide diélectrique.

La résolution de ce système, décrite en annexe 2, permet de déduire les puissances transmises et réfléchies normalisées :

$$\begin{aligned} T &= \left\| \frac{A(x)}{A_0} \right\|^2 \\ R &= \left\| \frac{B(x)}{A_0} \right\|^2 \end{aligned} \quad (V.20)$$

Ce modèle va nous permettre de dimensionner et simuler le comportement des réseaux de Bragg à plasmon de surface localisé.

3 Discussion théorique

Au chapitre II, le modèle CDA a montré que l'effet du réseau Bragg commençait à apparaître à partir de 20 particules et qu'il était clairement établi à 50 particules. Considérons un réseau de Bragg de 50 nanoparticules fonctionnant à 1500 nm. A l'ordre 1, les particules doivent être espacées de 300 nm, ce qui est le cas limite de couplage entre particules. Or, lorsque les particules sont couplées entre elles, elles ont un comportement similaire à un guide d'onde ce qui risque de perturber le mécanisme du réseau de Bragg. Considérons un réseau de Bragg d'ordre 2 fonctionnant à environ 1500 nm. Dans ce cas, la distance inter-particules est de 600 nm. La figure V.6 montre le comportement du réseau de Bragg pour trois tailles de particules différentes. Suivant la position du minimum de transmission lié à la résonance plasmon de surface localisée des particules d'or, trois cas sont possibles. Premièrement, si la résonance plasmon est à une plus courte longueur d'onde que la résonance de Bragg, comme le montre la

figure V.6 a), alors la courbe de transmission du guide présente à la longueur d'onde de Bragg un minimum de transmission caractéristique d'un réseau de Bragg à perturbation diélectrique. Deuxièmement, si les résonances plasmon et Bragg sont à la même longueur d'onde, le minimum disparaît et laisse place à un pic de transmission de très faible amplitude. De plus, la réflexion est très atténuée (figure V.6 b)). Troisièmement, lorsque la résonance plasmon est à une plus grande longueur d'onde que la résonance de Bragg, un pic de transmission de faible amplitude apparaît également à la longueur d'onde de Bragg. Les courbes des parties réelles (n_{eq}) et imaginaires (k_{eq}) de la couche d'indice équivalente du dipôle de la figure V.6 permettent d'expliquer ces différences. En effet, dans le premier cas la partie réelle de l'indice de réfraction domine, la modulation de l'indice effectif se fait alors par la perturbation diélectrique de l'indice équivalent. Dans le deuxième et troisième cas, la partie imaginaire de l'indice de réfraction domine et donc la modulation de l'indice effectif se fait par les pertes. La courbe de transmission retranscrit alors le comportement d'un réseau Bragg à modulation par les pertes [YARIV2005]. La dissymétrie des courbes de transmission obtenue est également attribuée à la couche d'indice équivalente du dipôle. Aux basses longueurs d'onde, la partie imaginaire domine, alors qu'aux grandes longueurs d'onde, c'est la partie réelle qui domine. Ceci signifie que les pertes sont plus importantes aux courtes longueurs d'onde qu'aux grandes et d'où une dissymétrie des courbes de transmission.

4 Validité du modèle

Afin de valider le modèle analytique, nous utilisons la FDTD. Cependant, nous ne pouvons simuler complètement la structure du fait de la durée et de la mémoire nécessaires. Nous nous limiterons donc à une structure composée de 5 nanoparticules. Nous faisons varier la taille du grand axe des particules. Les particules sont espacées de 500 nm, ce qui constitue un réseau de Bragg d'ordre 2 résonant à environ 1325 nm. Cette configuration est proche (au nombre de particules près) de celle mesurée expérimentalement dans la suite de ce chapitre.

La figure V.7 montre le comportement d'une amorce de réseau de Bragg constitué par des particules $D1 = 180$ nm, $D2 = 50$ nm et d'épaisseur 30 nm. Dans ce cas la résonance plasmon a lieu à une longueur d'onde plus courte que la résonance de Bragg. La courbe de réflexion possède alors un maximum à environ 1325 nm, qui coïncide avec un minimum de transmission. Les cartographies de champ montrent qu'à 1250 nm les particules perturbent fortement la propagation du mode TE du guide. Cette perturbation est moins importante à 1450 nm. A 1326 nm le réseau de Bragg d'ordre 2 est établi. Le mode du guide se concentre entre les

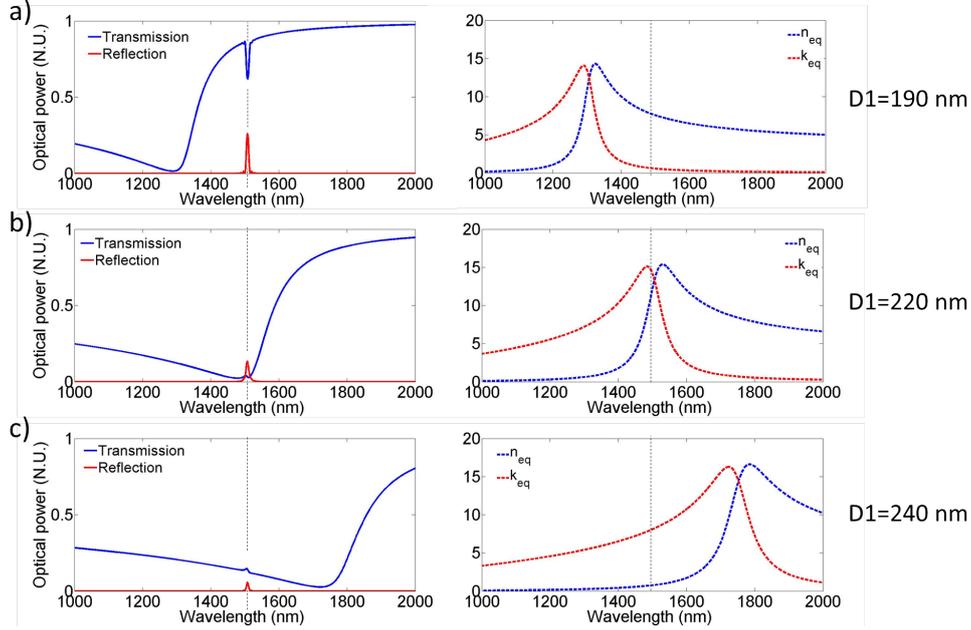


Figure V.6 – A gauche, transmission et réflexion calculées pour un réseau de Bragg, à droite partie réelle (n_{eq}) et partie imaginaire (k_{eq}) de l'indice de réfraction du dipôle. Les caractéristiques des particules d'or sont a) $D1=200$ nm, $D2=80$ nm, 30 nm d'épaisseur, b) $D1=205$ nm, $D2=80$ nm, 30 nm d'épaisseur et c) $D1=210$ nm, $D2=80$ nm, 30 nm d'épaisseur. Les traits interrompus verticaux de droite montrent la position spectrale de la longueur d'onde de Bragg.

particules et "voit" alors moins les particules.

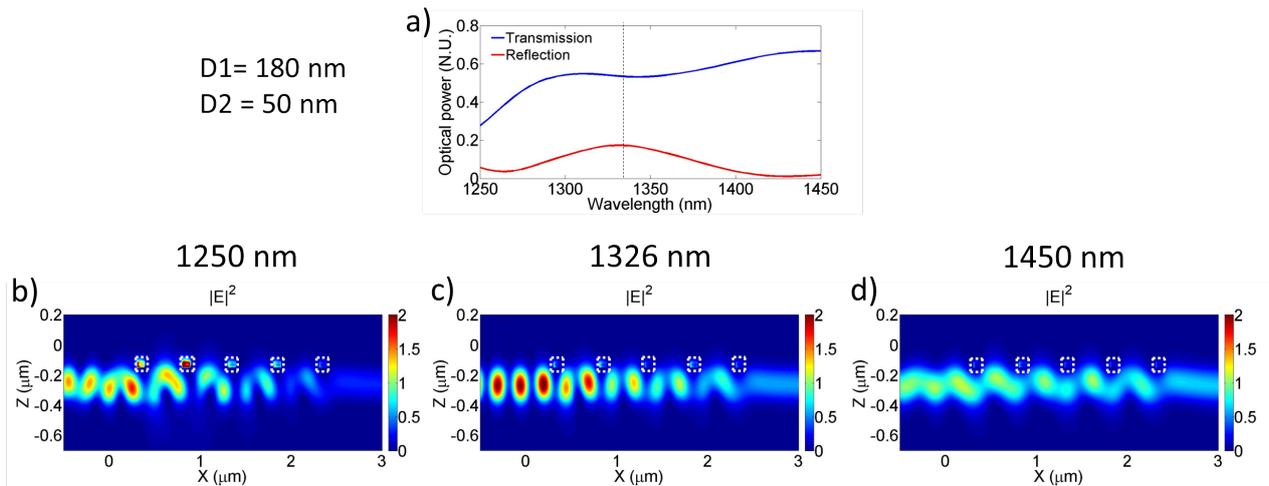


Figure V.7 – Simulations FDTD d'une amorce de réseau de Bragg constituée de 5 particules de dimensions $D1 = 180$ nm, $D2 = 50$ nm et d'épaisseur 30 nm placées au centre des carrés en pointillé blanc. a) courbes de transmission et de réflexion, b), c) et d) cartographies de l'intensité du champ $|E|^2$ en coupe suivant l'axe de propagation du guide à 1250 nm, 1326 nm et 1450 nm, respectivement.

En augmentant la taille des particules $D1 = 190$ nm, $D2 = 50$ nm (figure V.8), les cartographies de champ montrent un comportement de la structure similaire au cas de la figure V.7. Cependant, la résonance plasmon est à la même position spectrale que la résonance de Bragg. La courbe de transmission présente alors un pic de transmission à la résonance de Bragg.

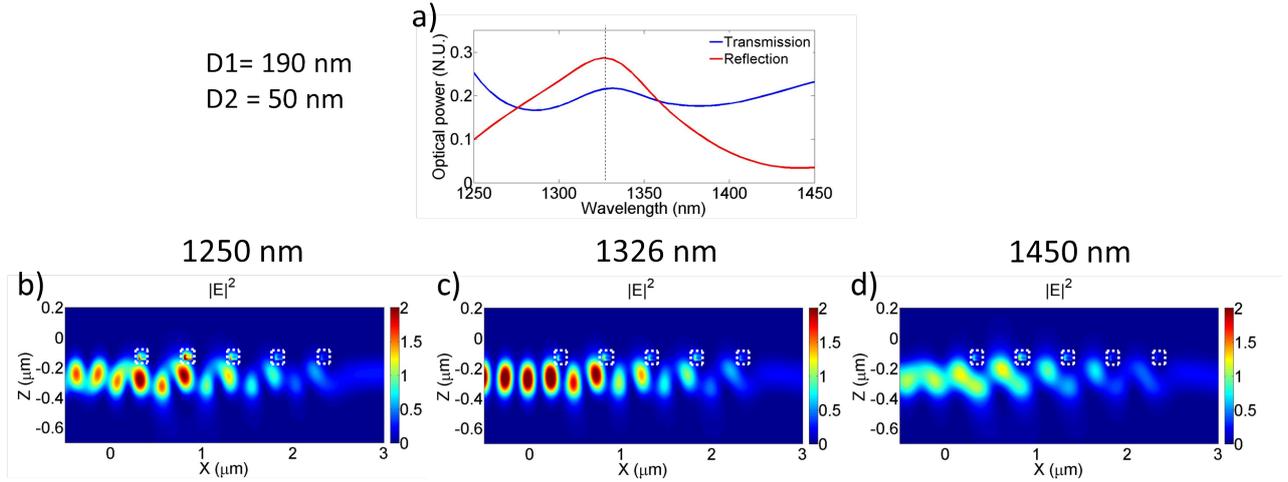


Figure V.8 – Simulations FDTD d'une amorce de réseau de Bragg constituée de 5 particules de dimension $D1 = 190$ nm, $D2 = 50$ nm et d'épaisseur 30 nm. a) courbes de transmission et de réflexion, b), c) et d) cartographies de l'intensité du champ $|E|^2$ en coupe suivant l'axe de propagation à 1250 nm, 1326 nm et 1450 nm, respectivement.

Pour des particules de grand axe $D1 = 210$ nm, encore une fois les cartographies de champ montrent un comportement proche des deux autres cas traités. La résonance de Bragg a lieu à plus courtes longueur d'onde que la résonance plasmon. Un pic de transmission apparaît alors proche de la résonance de Bragg.

Ces résultats numériques confirment en grande partie ceux obtenus avec le modèle analytique. Cependant, dans le modèle analytique plusieurs approximations ont été faites :

a) La première est l'assimilation des particules à des dipôles ponctuels. Pour vérifier cette approximation, nous avons représenté la cartographie de l'intensité du champ électrique ($|E^2|$) dans le plan central des nanoparticules pour une résonance plasmon se produisant à 1450 nm (V.10). Ce résultat montre clairement la réponse dipolaire des nanoparticules.

b) Nous nous plaçons dans l'approximation quasi-statique. Comme nous l'avons déjà explicité, cette approximation n'est valable que si les particules sont assez éloignées les unes des autres. Au chapitre II, nous avons montré que pour une chaîne de nanoparticules immergée dans un indice de réfraction proche de celui de l'indice effectif d'un guide SOI, les particules commencent à interagir faiblement entre elles à partir de 300 nm. Notre modèle est donc valable pour $d \geq 300$ nm.

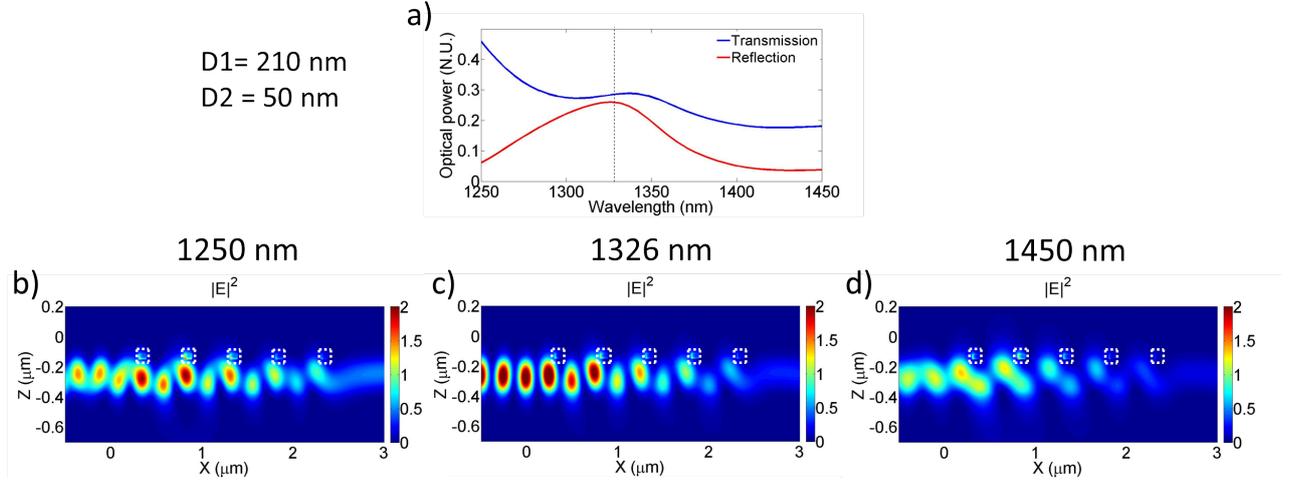


Figure V.9 – Simulations FDTD d’une amorce de réseau de Bragg constituée de 5 particules de dimensions $D1 = 210$ nm, $D2 = 50$ nm et d’épaisseur 30 nm. a) courbes de transmission et de réflexion, b), c) et d) cartographies de l’intensité du champ $|E|^2$ en coupe suivant l’axe de propagation à 1250 nm, 1326 nm et 1450 nm, respectivement.

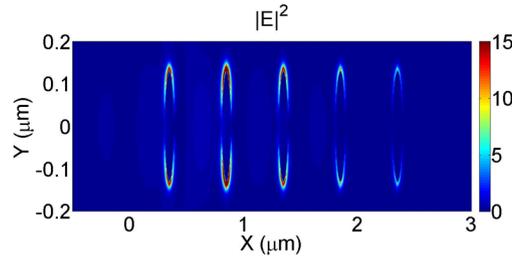


Figure V.10 – Cartographie de l’intensité du champ $|E|^2$ dans le plan central des nanoparticules dont les dimensions sont : $D1 = 210$ nm, $D2 = 50$ nm et d’épaisseur 30 nm. La longueur d’onde du calcul est : 1450 nm.

c) Nous considérons que le mode optique est soit entièrement dans le guide SOI, soit entièrement dans les nanoparticules. La modulation d’indice varie donc de n_{effSOI} à n_{eq} . Pour confirmer cette hypothèse, nous avons calculé $|E|^2$ suivant une coupe transverse du guide. Le premier calcul est fait à 1650 nm pour des particules résonant à 1250 nm (V.11). Les figures V.11 c) et d)) montrent que lorsque le dipôle est excité, le champ est négligeable dans le guide. La répartition du champ électrique correspond bien à celle d’un dipôle. Ce calcul est fait loin de la résonance plasmon des particules, ce qui confirme que le comportement dipolaire des nanoparticules s’applique aussi aux grandes longueurs d’ondes. Le second calcul est mené à 1250 nm pour des particules résonant à 1325 nm (figure V.12). Ce cas correspond aussi à celui de la figure V.8. A 1250 nm, l’intensité dans le guide est principalement concentrée en dessous des particules (figure V.8 b) et V.12 b)). Néanmoins la figure V.12 c) montre que l’intensité

dans la particule est bien plus importante que dans le guide. Donc, l'approximation d'indice est raisonnable.

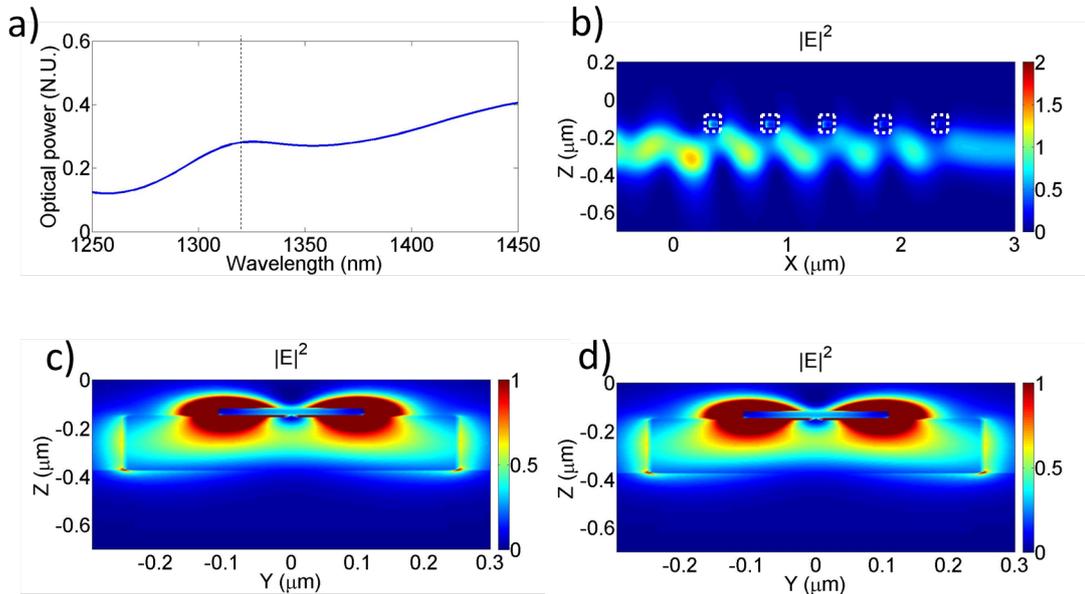


Figure V.11 – a) Puissance optique transmise calculée par FDTD. b) cartographie de l'intensité du champ électrique en coupe longitudinale à 1650 nm. c) Cartographie de l'intensité du champ électrique suivant une coupe transversale du guide pour la 2^{ème} particule et pour la 5^{ème} en d) à 1650 nm.

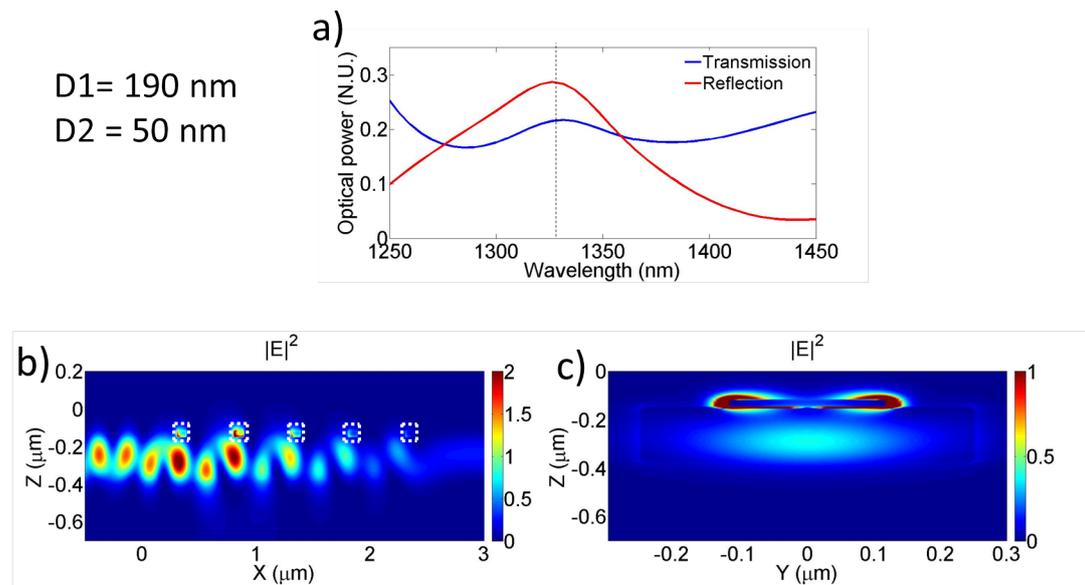


Figure V.12 – a) Puissance optique transmise calculée par FDTD. b) cartographie de l'intensité du champ électrique en coupe longitudinale à 1250 nm. c) Cartographie de l'intensité du champ électrique suivant une coupe transversale du guide pour la 2^{ème} particule à 1250 nm.

5 Validation expérimentale

Pour valider les prédictions théoriques, nous avons fabriqué plusieurs réseaux de Bragg à plasmon de surface localisé. Dans un premier temps, nous avons réalisé des réseaux de Bragg d'ordre 2 fonctionnant à environ 1300 nm (figure V.13).

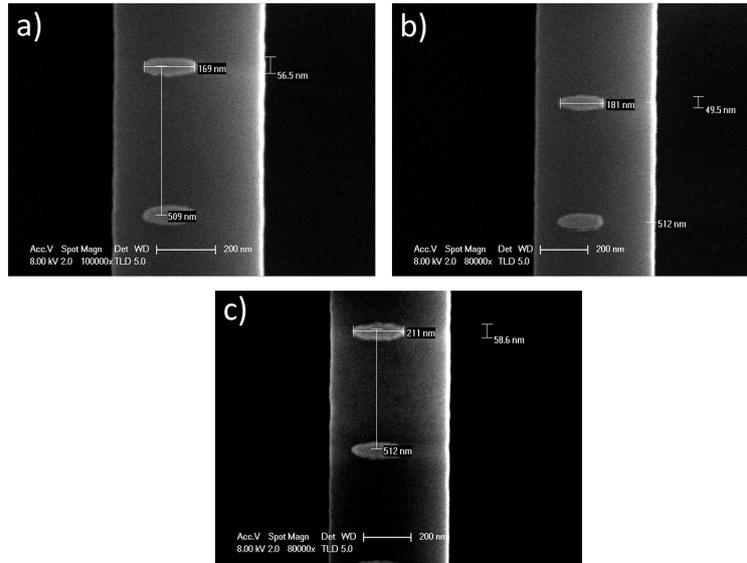


Figure V.13 – Images MEB de réseaux de Bragg à plasmon de surface localisé en or sur des guides SOI.

Nous avons caractérisé les échantillons fabriqués avec le banc d'optique guidée en transmission. Dans les structures a) et b), la résonance plasmon de surface localisé se produit à plus courte longueur d'onde que la résonance de Bragg, les courbes expérimentales de transmission retranscrivent la forme ainsi que la position de la résonance de Bragg prédites par le modèle analytique (figures V.14 a) et b)). Enfin, en augmentant la taille des particules, la résonance plasmon de surface se fait à une plus grande longueur d'onde que la résonance de Bragg. Comme le prédit le modèle analytique, la courbe de transmission expérimentale fait apparaître un pic de transmission de faible amplitude (figures V.14 c)).

Dans toutes les figures, les creux de transmission des courbes expérimentales apparaissent plus larges et plus plats que ceux prédits théoriquement. Cette différence est due à l'approximation quasi-statique que nous faisons. En effet, dans cette approximation nous négligeons les pertes radiatives des dipôles et la résonance plasmon de surface localisé apparaît avec un meilleur facteur de qualité que réellement. De plus, les imperfections de fabrication et la dispersion de taille des nanoparticules induisent une largeur de bande plus grande de la résonance plasmon de surface localisé.

En augmentant la distance inter-particules, il est possible de changer l'ordre du réseau de

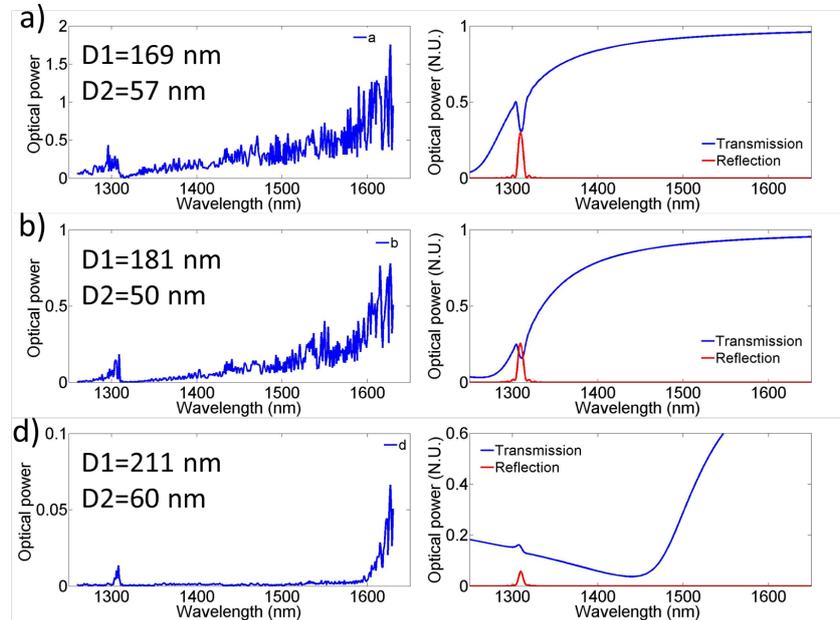


Figure V.14 – Comparaison expérience/théorie pour les réseaux de Bragg plasmoniques fabriqués. Les lettres a), b) et c) correspondent aux structures de la figure V.13. Les courbes expérimentales de transmission obtenues sont présentées à gauche et la colonne de droite montre les résultats donnés par le modèle analytique.

Bragg. Les réseaux de Bragg à plasmon de surface localisé que nous avons réalisés ont une distance inter-particule de $1 \mu\text{m}$ (figure V.15). Cette distance d correspond à l'ordre 3 d'un réseau de Bragg dans la plage spectrale autour de 1535 nm et à un ordre 4 dans la plage spectrale autour de 1325 nm .

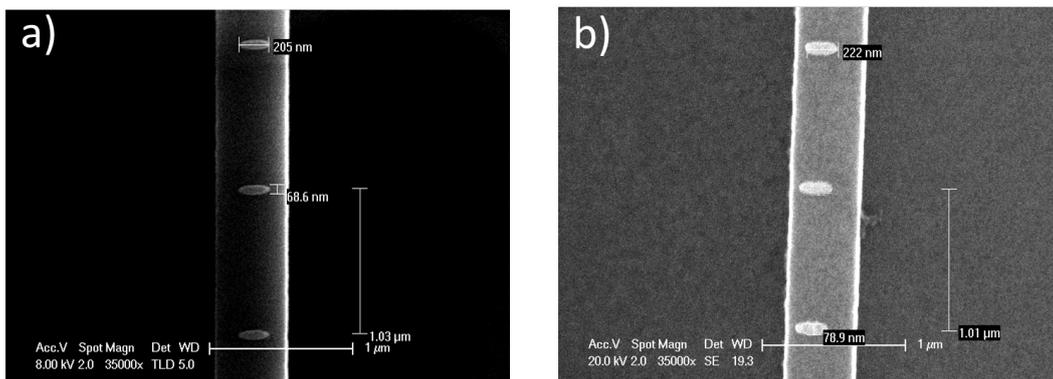


Figure V.15 – Images MEB de réseaux de Bragg fabriqués sur SOI. La distance inter-particules est de $1 \mu\text{m}$.

A nouveau, la position et la forme des pics ou creux de transmission liés au réseau de Bragg mesurés sont en accord avec les pics ou creux théoriques. La structure a) (figures V.16 a),

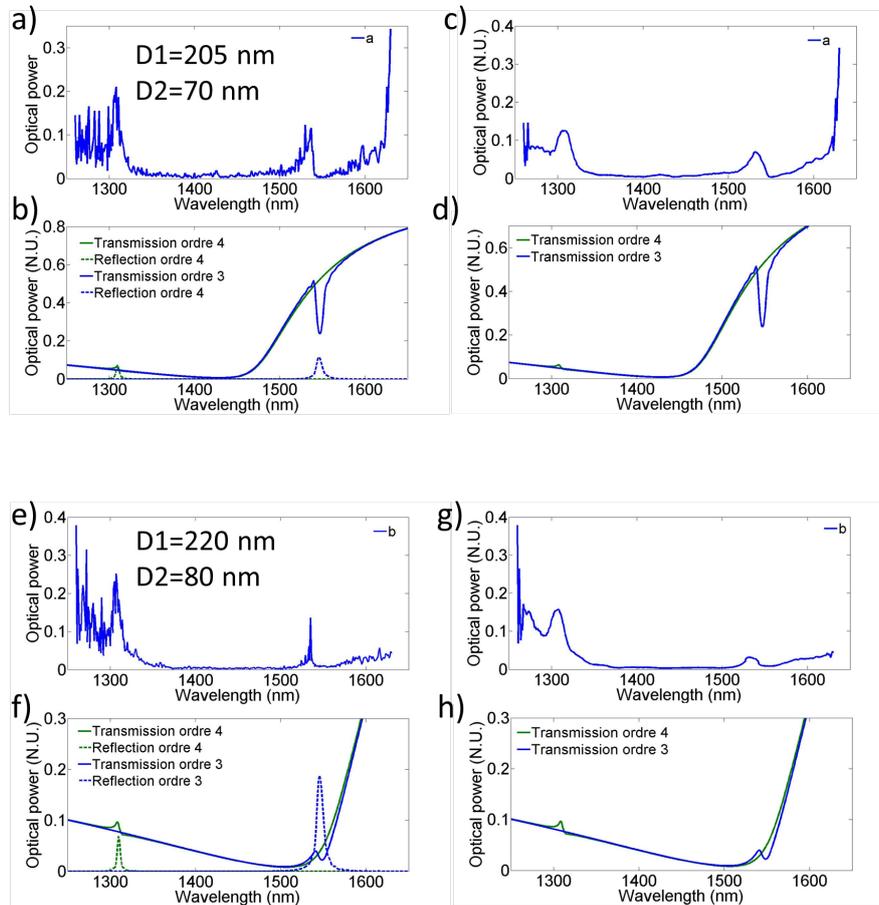


Figure V.16 – Comparaison expérience/théorie pour des réseaux de Bragg plasmoniques que nous avons fabriqués. Les figures a), b), c) et d) correspondent à la structure de la figure V.15 a). Les figures e), f), g) et h) correspondent à la structure de la figure V.15 b). Les figures a) et e) sont les courbes expérimentales "brut" obtenues et les figures c) et f) sont les courbes expérimentales lissées. b) et f) représentent les courbes de transmission et de réflexion données par le modèle analytique. Les courbes d) et h) montrent les courbes de transmission théorique seules.

b), c) et d)) possède une résonance plasmon à environ 1450 nm, soit entre les deux ordres de résonance de Bragg. Deux régimes de fonctionnement sont alors présents : le premier, est celui pour lequel la résonance plasmon a une longueur d'onde supérieure à celle de l'ordre de Bragg. Le deuxième, est celui où la résonance plasmon a une longueur d'onde inférieure à celle de l'ordre de Bragg. La structure b) (figures V.16 e), f), g) et h)) possède une résonance plasmon à environ 1500 nm soit, encore une fois, entre les deux ordres de résonance de Bragg. Les deux régimes de fonctionnement sont encore présents, mais le creux de transmission du deuxième régime est plus faible à cause de la proximité spectrale de la résonance plasmon. Enfin, les oscillations Fabry-Pérot du guide provoquent des pics expérimentaux liés à la résonance de Bragg plus étroits que ceux obtenus théoriquement (figures V.16 a), c), e) et g)).

Les résultats démontrent que le modèle, que nous avons mis en place, est capable de prédire qualitativement le comportement de réseaux de Bragg à base de plasmon de surface localisé pour différents ordres de Bragg et pour différentes tailles et formes de nanoparticules. De plus, en dimensionnant judicieusement la taille et la distance inter-particules, il est possible d'obtenir différents comportements du réseau de Bragg sur une plage de longueurs d'onde choisie à l'avance.

6 Conclusion du chapitre

Dans cette étude, nous avons développé le concept de réseau de Bragg à plasmon de surface localisé proposé par Quidant [QUIDANT2004]. Nous avons démontré théoriquement et expérimentalement deux types de réponse en transmission possibles suivant les positions spectrales respectives des résonances plasmon de surface localisé et de Bragg. Le modèle analytique développé permet de prédire qualitativement le comportement de réseau de Bragg pour différents ordres et différentes tailles et formes de nanoparticules. Cette étude a permis de mettre en évidence que ces réseaux peuvent présenter une modulation par l'indice de réfraction et/ou par les pertes suivant la position de la longueur d'onde de la résonance de plasmon de surface localisé par rapport à celle d'un ordre de Bragg. Ces réseaux peuvent trouver des applications dans le filtrage, mais aussi comme capteur chimique. De plus, il devrait être aussi possible d'utiliser non plus un guide d'onde passif mais une source active pour compenser une partie des pertes.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de ce travail de thèse était d'étudier et de réaliser le couplage entre un guide d'onde diélectrique et un guide d'onde plasmonique. Ce mémoire rapporte les différents résultats obtenus.

Dans un premier temps, j'ai mené une étude bibliographique (chapitre I) qui nous a permis de sélectionner le guide plasmonique que nous voulions étudier. Notre choix s'est porté sur les chaînes de nanoparticules présentant des résonances de plasmons de surface localisés. Ce choix a été motivé tant pour les applications possibles que pour l'étude fondamentale de ces guides en dessous de la ligne de lumière ce qui n'avait, à notre connaissance, jamais été fait auparavant. Cependant, réaliser un couplage entre une chaîne de nanoparticules et un guide diélectrique présentait un réel défi au vu des différences de géométrie et de propriétés physiques des deux structures. De plus, nous souhaitions réaliser ce couplage aux longueurs d'onde télécoms. Aucune étude sur le comportement des chaînes de nanoparticules d'or dans ces gammes de fréquence n'avait, à notre connaissance, été réalisé avant cette thèse.

Pour cela, nous avons en premier lieu développé un modèle analytique basé sur l'approximation de dipôles ponctuels couplés (CDA). J'ai déterminé le domaine de validité de ce modèle grâce à un logiciel commercial de FDTD. Le modèle CDA permet de prédire la façon dont se répartit l'excitation des différentes nanoparticules constituant la chaîne suivant la longueur d'onde. Ce modèle est aussi la seule méthode à notre disposition pour obtenir la relation de dispersion des chaînes de nanoparticules. J'ai ensuite étudié l'influence de milieu environnant sur la réponse de la chaîne. Cette étude faite avec le modèle CDA est le point de départ du dimensionnement des nanoparticules permettant leur couplage à un guide diélectrique. Les tailles des particules obtenues ont été ensuite incorporées dans le logiciel de FDTD, ce qui m'a permis d'étudier le couplage entre une chaîne de nanoparticules et un guide SOI ou en Si_3N_4 . Les

Conclusion générale et perspectives

résultats numériques ont révélé un comportement de guides couplés entre le guide plasmonique et le mode TE du guide diélectrique. Le mécanisme du couplage est le suivant : le mode TE du guide diélectrique excite la résonance plasmon de surface localisé des nanoparticules, lesquelles se couplent entre elles pour former un guide d'onde. Le ou les modes plasmoniques ainsi créés se couplent au mode TE du guide diélectrique. Cependant, trois cas de figures sont possibles : (i) aux courtes longueurs d'onde, les particules ne se couplent pas entre elles et ne forment donc pas de guide d'onde. Le couplage avec le guide diélectrique devient alors impossible ; (ii) Aux longueurs d'onde plus élevées les particules se couplent entre elles et les vecteurs $k_{//}$ des guides plasmonique et diélectrique sont proches l'un de l'autre si bien que le couplage entre les deux guides se produit avec un transfert d'énergie quasi-total ; (iii) aux plus grandes longueurs d'onde, les nanoparticules sont encore couplées entre elles, mais les vecteurs $k_{//}$ des deux guides diffèrent si bien que le transfert d'énergie n'est alors plus total. Le couplage entre la chaîne et le guide SOI se fait avec une longueur de couplage de 640 nm. Cette distance augmente radicalement lorsque l'on couple une chaîne à un guide en Si_3N_4 pour passer à 2100 nm. Les spectres de transmission calculés présentent dans les deux cas une large bande où la transmission est quasi nulle, ce qui est vérifiable expérimentalement.

Les guides en SOI ont été réalisés au CEA LETI par lithographie UV profonde. J'ai développé une technique de fabrication par lithographie UV de guides en Si_3N_4 . Cette technique est valable pour des guides multimodes aux longueurs d'onde télécoms mais, n'est pas encore suffisamment reproductible pour obtenir des guides monomode TE à ces fréquences. Les nanoparticules ont été réalisées par lithographie électronique. Le centrage de ces particules sur le guide ainsi que la maîtrise de leur forme furent les principales sources de difficulté lors de ces réalisations technologiques. Le procédé est maintenant bien maîtrisé et reproductible. Pour démontrer expérimentalement le couplage entre les chaînes de nanoparticules et un guide SOI, nous avons mis en place un montage expérimental d'optique guidée mesurant la transmission.

J'ai étudié le couplage entre des chaînes de nanoparticules et un guide d'onde SOI. J'ai démontré, expérimentalement grâce au banc de mesure de transmission en optique guidée et au banc de microscopie en champ proche utilisé en collaboration avec l'UTT, un phénomène de guides couplés entre une chaîne de 20 nanoparticules et le mode fondamental TE du guide SOI avec une constante de couplage géante de $2805mm^{-1}$ [FEVRIER2012]. Cette valeur a été confirmée par les calculs FDTD. Elle est à ma connaissance la plus grande jamais rapportée entre un guide plasmonique et un guide diélectrique. J'ai également démontré l'accord théorie-expérience pour une chaîne de 50 particules. La deuxième partie de ce chapitre a permis de

démontrer que pour une même taille de particules, le phénomène de guides couplés dépendait de la longueur de la chaîne. Une chaîne de 5 particules se comporte comme une chaîne de longueur finie tandis qu'une chaîne de 20 particules se comporte comme un guide d'onde. Une chaîne de 10 particules présente un comportement intermédiaire où le mode optique peut se recoupler dans le guide à certaines longueurs d'onde.

Enfin, j'ai étudié des réseaux de Bragg à base de plasmon de surface localisé. Lorsque les nanoparticules ne sont pas couplées entre elles et que la fenêtre spectrale explorée correspond à un ordre de Bragg, des anomalies sont présentes dans les courbes de transmission. J'ai développé un modèle analytique qui permet de comprendre les propriétés d'un tel réseau et de prédire l'influence des dimensions des nanoparticules. Dans ces réseaux, la modulation se fait par la partie imaginaire et/ou par la partie réelle de l'indice de réfraction de l'or. Le comportement du réseau dépend alors des positions spectrales relatives de la résonance plasmon de surface localisé des particules et de la résonance de Bragg.

En résumé, j'ai réalisé à ma connaissance la première étude de chaînes de nanoparticules métalliques aux longueurs d'onde télécoms. La première intégration de guide à plasmon de surface localisé sur un guide d'onde diélectrique a été démontrée théoriquement et expérimentalement. Nous avons ainsi pu montrer l'existence d'un comportement de guides couplés entre des chaînes de nanoparticules longues et un guide SOI et ce, avec une constante de couplage géante jamais observée auparavant. La 3^{ème} et la 4^{ème} particule de la chaîne peut ainsi concentrer toute l'énergie incidente, aux pertes ohmiques près.

De nombreux travaux restent à accomplir. Le calcul de la relation de dispersion de la chaîne de nanoparticules dans un environnement asymétrique permettrait d'appréhender précisément le phénomène de guides couplés. De plus, nous pourrions très rapidement dimensionner des nanoparticules pour les coupler à n'importe quel guide diélectrique. Cette relation de dispersion serait aussi très utile pour réaliser un couplage entre le mode de résonance transverse T1 de la chaîne et le mode longitudinal L, ce qui faciliterait le dimensionnement de nanoparticules pour réaliser des fonctions comme des virages à 90° ou des jonctions en T.

L'une des conséquences importantes de ces travaux est la possibilité de transférer presque la totalité de l'énergie du mode guidé dans une chaîne très courte de 5 nanoparticules (< 700 nm), et en particulier dans les dernières particules de cette chaîne. Cela ouvre la voie à une plasmonique compacte et efficace. De telles structures plasmoniques peuvent être placées loca-

Conclusion générale et perspectives

lement sur un circuit photonique. Le couplage avec le guide d'onde plasmonique et le circuit permettent alors une excitation efficace et à distance, en déportant la source et la détection loin de la zone fonctionnelle.

L'intégration de chaînes de nanoparticules sur un guide diélectrique réalisée dans cette thèse permet ainsi d'envisager de nombreuses applications. Nous pouvons, par exemple, citer la réalisation de "bio-capteurs" à plasmon de surface localisé intégré. Des premiers tests ont été faits pendant cette thèse pour explorer cette application. Nous avons greffé des molécules de thiols de 5 nm sur une structure composée d'une chaîne de 5 nanoparticules espacées de 150 nm et centrée sur un guide SOI. Les premiers résultats sont présentés à la figure V.17. Une première mesure est réalisée sans la présence de thiols. Un minimum de transmission est visible à environ 1380 nm. Une mesure est faite peu de temps après le greffage des thiols. La puissance transmise a clairement diminué. De plus le minimum de transmission s'est élargie. Enfin une autre mesure est réalisée une semaine après le greffage. Le minimum de transmission est revenu à sa position initiale.

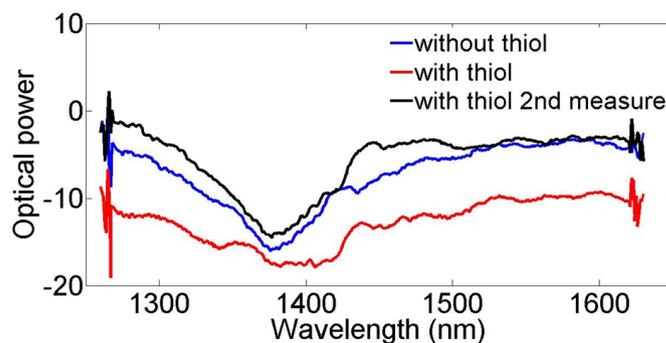


Figure V.17 – a) Mesure de la puissance transmise sur une structure composée d'une chaîne de 5 nanoparticules espacées de 150 nm et déposées au centre d'un guide SOI. Une première mesure est réalisée dans fonctionnaliser la structure, une seconde mesure est faite 2 jours après le greffage des molécules de thiols, puis une autre mesure est faite une semaine après le greffage.

Nous ne pouvons conclure sur la détection réelle de la présence de molécules de thiols. En effet, nous n'avons pas de moyen à notre disposition pour assurer que les thiols ont bien été greffés uniquement sur l'or. De plus, l'adhésion des molécules de thiols sur l'or est apparue problématique. Leur temps de vie sur l'or n'est que de quelques jours, ce qui limite grandement le nombre de mesures. Des améliorations doivent être fait au niveau chimique pour une adhésion efficace dans le temps et la localisation des molécules.

Comme autre application envisagée, il est possible d'utiliser le fort confinement du champ

électromagnétique pour créer des pinces optiques. Ceci permettrait de piéger des nanoparticules et de les analyser en temps réel, voire de les manipuler.

Récemment, il a été montré qu'il était possible de réaliser des nanolasers à base de plasmon de surface localisé dans les fréquences du visible [NOGINOV2009]. Etendre ce principe aux longueurs d'onde télécom et intégrer ces nanolasers (aussi appelé SPASER) sur un guide SOI permettrait de réaliser une source sur silicium, néanmoins pompée optiquement

Les plasmons de surface localisé permettent d'exalter les effets magnéto-optique par confinement de la lumière. Intégrer des chaînes de nanoparticules constituées d'un coeur coquille d'or/cobalt rendrait possible la réalisation d'isolateurs magnéto-plasmoniques intégrés sur silicium.

Annexe

1 Description de la méthode de microscopie en champ proche

Dans le chapitre IV, nous avons réalisé des mesures en champ proche pour démontrer le couplage entre un guide SOI et une chaîne de 20 nanoparticules. La technique que nous avons utilisée, est celle du TraNSNOM (Transmission-based Near-field Scanning Optical Microscope) sans ouverture (apertureless en Anglais). Le TraNSNOM est réalisé à partir d'un banc conventionnel d'optique guidée qui mesure la transmission qui est combiné à un AFM commercial (figure A.1). Une sonde AFM en silicium est utilisée en mode intermittent à la fréquence f_0 pour perturber localement le mode optique. Ceci a pour conséquence de moduler le signal à la fréquence f_0 . Un amplificateur à détection synchrone permet de convertir les modulations en signal continu proportionnel à l'intensité du champ proche optique local. Par conséquent, une image du champ proche optique est acquise par la mesure de la puissance transmise en fonction de la position de la pointe AFM sur l'appareil. [GESUELE2009].

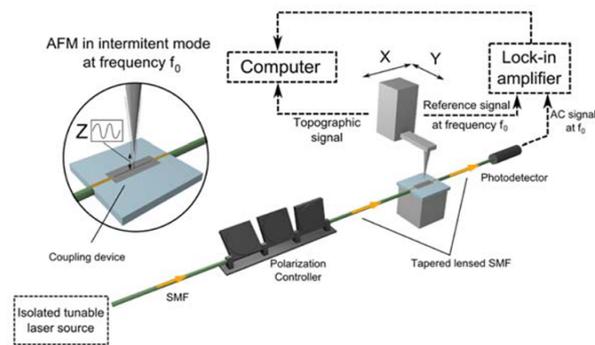


Figure A.1 – Schéma du microscope TransNOM utilisé pour réaliser les images en champ proche. La cartographie du champ proche optique d'un guide d'onde est obtenue en mesurant la puissance transmise par le guide lorsque l'on déplace la sonde AFM à la surface du guide.

Annexe2

2 Résolution du système d'équation du chapitre V

$$\begin{aligned}\frac{dA}{dx} &= -i\kappa B(x)e^{i2\Delta\beta x} + i\gamma_0 A(x) \\ \frac{dB}{dx} &= i\kappa A(x)e^{-i2\Delta\beta x} - i\gamma_0 B(x)\end{aligned}\quad (1)$$

$A(z)$ est le mode propagatif et $B(z)$ le mode contrapropagatif et la constante de couplage est donnée par :

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda_0} \left(n_1 + i \frac{\gamma_1}{k_0} \right) \quad (2)$$

et $2\Delta\beta$ le désaccord de phase est donné par :

$$2\Delta\beta = n_{eff} \frac{2\pi}{\lambda} - m \frac{2\pi}{d} \quad (3)$$

où m est l'ordre du réseau de Bragg et n_{eff} est l'indice effectif du guide diélectrique.

Considérons la position de l'origine ($x = 0$) comme définie à figure [A.1](#).

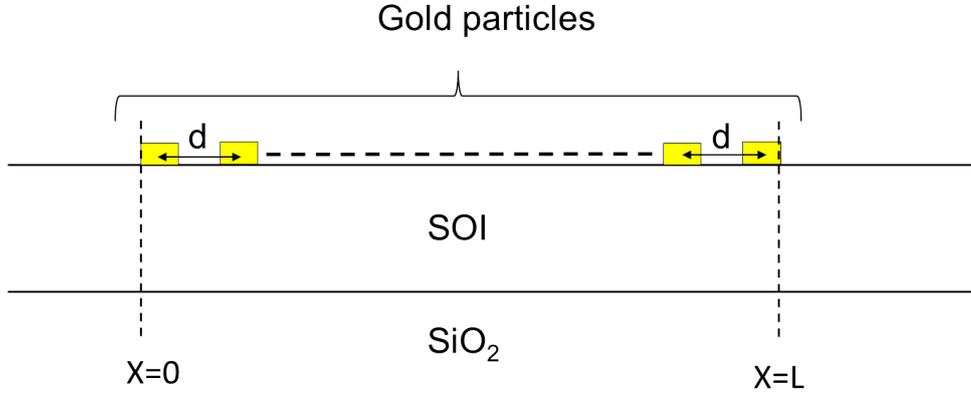


Figure A.1 – Coupe longitudinale du réseau de Bragg à plasmon de surface localisé, l'origine $x=0$ est fixée au début du réseau et $x=L$ à la fin du réseau avec L la longueur du réseau.

Dans ce cas les amplitudes des modes $A(z)$ et $B(z)$ s'exprime :

$$\begin{aligned} A(x) &= A(0)e^{\gamma_0 x} \\ B(x) &= B(0)e^{-\gamma_0 x} \end{aligned} \quad (4)$$

Pour résoudre le système d'équations différentielles couplées 1 nous effectuons le changement de variable suivant :

$$\begin{aligned} A'(x) &= A(x)e^{\gamma_0 x} \\ B'(x) &= B(x)e^{-\gamma_0 x} \end{aligned} \quad (5)$$

Le système d'équation 1 devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{dA'}{dx} &= -i\kappa B'(x)e^{i2(\Delta\beta+i\gamma_0)x} \\ \frac{dB'}{dx} &= i\kappa A'(x)e^{-i2(\Delta\beta+i\gamma_0)x} \end{aligned} \quad (6)$$

2 Résolution du système d'équation du chapitre V

posons $\Delta\beta' = 2(\Delta\beta + i\gamma_0)$ et résolvons le système d'équations 6 :

$$\begin{aligned}\frac{d^2 A'}{dx^2} &= -i\kappa \left[\frac{dB'}{dx} e^{i\Delta\beta'x} + B'(x)\Delta\beta' i e^{-i\Delta\beta'x} \right] \\ \frac{dA'}{dx} &= -i\kappa B'(x) e^{i\Delta\beta'x}\end{aligned}\tag{7}$$

en utilisant ces deux équations, on obtient une équation différentielle du 2^{ème} ordre :

$$\frac{d^2 A'(x)}{dx^2} - i\Delta\beta' \frac{dA'(x)}{dx} - \kappa^2 A'(x) = 0\tag{8}$$

Cette équation a des solutions de la forme :

$$A'(x) = C_1 e^{\left(i\frac{\Delta\beta'}{2} + S\right)x} + C_2 e^{\left(i\frac{\Delta\beta'}{2} - S\right)x}\tag{9}$$

où $S^2 = \kappa^2 - i\frac{\Delta\beta'}{2}$. En utilisant les conditions aux limites $A'(0) = A'_0$ et $B'(L) = 0$, on détermine les valeurs des constantes C_1 et C_2 et on trouve :

or $\Delta\beta' = 2(\Delta\beta + i\gamma_0)$ et $A'(x) = A(x)e^{-\gamma_0 x}$ l'équation ?? devient :

en injectant l'équation ?? dans la 2^{ème} équation différentielle du système 1 on obtient la valeur de $B(x)$

Les puissances transmises et réfléchies se déduisent de :

$$\begin{aligned} T &= \left\| \frac{A(x)}{A_0} \right\|^2 \\ R &= \left\| \frac{B(x)}{A_0} \right\|^2 \end{aligned} \tag{10}$$

Bibliographie

- [BARBILLON2007]G. Barbillon thèse de doctorat, 2007.
- [BAUDRION2006]A. L. Baudrion thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 2006.
- [BERINI2000]P. Berini. Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width : Bound modes of symmetric structures. *Phys. Rev. B*, 61, 10484, 2000.
- [BERINI2001]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.
- [BOHREN1998]C. Bohren and D. Huffman. Adsorption and Scattering of light by small particles. Wiley, 1998.
- [BOLTASSEVA2005]A. Boltasseva, T. Nikolajsen, K. Leosson, K. Kjaer, M. S. Larsen and S. I. Bozhevolnyi. Integrated optical components utilizing long-range surface plasmon polaritons. *J. Lighthwave Technol.*, 23, 413, 2005.
- [BOZHEVOLNYI2005]S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux and T. Ebbesen. Channel plasmon-polariton guiding by subwavelength metal grooves. *Phys. Rev. Lett.* 95, 046802, 2005.
- [BOZHEVOLNYI2006]S. I. Bozhevolnyi . Effective-index modeling of channel plasmon polaritons. *Optics Express*. 14, 9467, 2006.

- [BOZHEVOLNYI2006]S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux and T. Ebbesen. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators. *Nature*. 440, 508, 2006.
- [BRIGGS2010]R. M. Briggs, J. Grandidier, S. P. Burgos, E. Feigenbaum, and H. A. Atwater. Efficient Coupling between Dielectric-Loaded Plasmonic and Silicon Photonic Waveguides. *Nano Lett.* 10, 4851, 2010.
- [BRONGERSMA2000]M. L. Brongersma, J. W. Hartman, H. A. Atwater. Electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit. *Phys. Rev. B.* 62, R16356, 2000.
- [BURKE1986]J. J. Burke, G. I. Stegman and T. Tamir. Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal film. *Phys. Rev. B*, 33, 5186, 1986.
- [CHARBONNEAU2005]R. Charbonneau, N. Lahoud, G. Mattiussi and P. Berini. Demonstration of integrated optics elements based on long-ranging surface plasmon polaritons. *Optics Express*, 13, 977, 2005.
- [CHEN2006]L. Chen, J. Shakya and M. Lipson. Subwavelength confinement in an integrated metal slot waveguide on silicon. *Optics Lett.* 31, 2133, 2006.
- [CHUANG1995]Y. Chu, E. Schonbrun, T. Yang and K. B. Crozier. Experimental observation of narrow surface plasmon resonances in gold nanoparticle arrays. *Appl. Phys. Lett.* 93, 181108, 2008.
- [CHUANG1995]S. L. Physics of optoelectronics devices. Wiley, New York, 1995.
- [CITRIN2005]D. S. Citrin. Subwavelength nanoplasmonic ring resonators. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22, 1763, 2005.
- [CROZIER2007]K. B. Crozier, E. Togan, E. Simsek, and T. Yang. Experimental measurement of the dispersion relations of the surface plasmon modes of metal nanoparticle chains. *Optics Express*. 15, 17482, 2007.
- [COSTANTINI2011]D. Costantini, A. Bousseksou, M. Fevrier, B. Dagens and R. Colombelli. Loss and gain measurements of tensile-strained quantum well diode lasers for plasmonic devices at telecom wavelengths. à paraître dans *IEEE journal of quantum electronic* .

- [DEBACKERE2009]P. Debackere, R. Baets, and P. Bienstman. Integrated plasmon and dielectric waveguides. *Optics Lett.* 34, 2858, 2009.
- [DEGIRON2010]A. Degiron and D. R. Smith. Nonlinear long-range plasmonic waveguides. *Phys. Rev. A* 82, 033812, 2010.
- [DELACOUR2010]C. Delacour, S. Blaize, P. Grosse, J. M. Fedeli, A. Bruyant, R. Salas-Montiel, G. Lerondel, and A. Chelnokov. Efficient Directional Coupling between Silicon and Copper Plasmonic Nanoslot Waveguides : toward Metal-Oxide-Silicon Nanophotonics. *Nano Lett.* 10, 2922, 2010.
- [DeWAELE2007]R. de Waele, A. Femius Koenderink and A. Polman. Tunable nanoscale localization of energy on plasmon particle arrays. *Nano. Lett.* 7, 2004, 2007.
- [DIONNE2009]J. A. Dionne, K. Diest, L. A. Sweatlock and H. A. Atwater . PlasMOStor : A Metal-Oxide-Si field effect plasmonic modulator. *Nanolett.* 9, 897, 2009.
- [ELEZZABI2009]A. Y. Elezzabi, Z. Han, S. Sederberg, and V. Van. Ultrafast all-optical modulation in silicon-based nanoplasmonic devices. *Optics Express.* 17, 11045, 2009.
- [FELIDJ2002]N. Féridj, J. Aubard, G. Lévi, J. R. Krenn, G. Schider, A. Leitner and F. R. Aussenegg. Enhanced substrate-induced coupling in two-dimensional gold nanoparticle arrays. *Phys. Rev. B.* 66, 245407, 2002.
- [FEMIUS2006]A. Femius Koenderink and A. Polman. Complex response and polariton-like dispersion splitting in periodic metal nanoparticle chains. *Phys. Rev. B* 74, 033402, 2006.
- [FEMIUS2007]A. Femius Koenderink, R. de Waele, J. C. Prangma, and A. Polman. Experimental evidence for large dynamic effects on the plasmon dispersion of subwavelength metal nanoparticle waveguides. *Phys. Rev. B* 76, 201403R, 2007
- [FEMIUS2009]A. Femius Koenderink. Plasmon nanoparticle array waveguide for single photon and single plasmon sources. *Nano. Lett.* 9, 4228, 2009.

- [FENG2009]L. Feng, D. Van Orden, M. Abashin, Q.-J. Wang, Y.-F. Chen, V. Lomakin, and Y. Fainman. Nanoscale optical field localization by resonantly focused plasmons. *Optics Express*. 17, 4824, 2009.
- [FEVRIER2012]M. Fevrier, P. Gogol, A. Aassime, R. Mégy, D. Delacour, A. Chelnokov, A. Apuzzo, S. Blaize, J. M. Lourtioz and B. Dagens. Giant coupling effect between metal nanoparticle and optical waveguide. *Nano Letters* N° DOI : nl204265f.
- [GATHER2010]M. C. Gather, K. Meerholz, N. Danz and K. Leosson. Net optical gain in a plasmonic waveguide embedded in a fluorescent polymer. *Nature Photon.*, 4, 457, 2010.
- [GESUELE2009]F. Gesuele, C.X. Pang, G. Leblond, S. Blaize, A. Bruyant, P. Royer, R. Deturche, P. Maddalena, G. Lerondel. Towards routine near-field optical characterization of silicon-based photonic structures : An optical mode analysis in integrated waveguides by transmission AFM-based SNOM. *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 41, 1130, 2009.
- [GOSCINIAC2010]J. Gosciniak, S. I. Bozhevolnyi, T. B. Andersen, V. S. Volkov, J. Kjelstrup-Hansen, L. Markey, and A. Dereux. Thermo-optic control of dielectric-loaded plasmonic waveguide components. *Optics Express*. 18, 1207, 2010.
- [GOYKHMAN2010]I. Goykhman, B. Desiatov, and U. Levy. Experimental demonstration of locally oxidized hybrid silicon-plasmonic waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 97, 141106, 2010.
- [GRANDIDIER2008]J. Grandidier, S. Massenet, G. Colas des Francs, A. Bouhelier, J. C. Weeber and A. Dereux, J. Renger, M. U. Gonzalez and R. Quidant. Dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides : Figures of merit and mode characterization by image and Fourier plane leakage microscopy. *Phys. Rev. B*, 78 245419, 2008.
- [GRANDIDIER2009]J. Grandidier, S. Massenet, G. Colas des Francs, A. Bouhelier, J. C. Weeber and A. Dereux. Gain-assisted propagation in a plasmonic waveguide at telecom wavelength. *Nanolett.* 9,2935, 2009.

- [HAN2010A]Z. Han, A. Y. Elezzabi, and V. Van. Experimental realization of sub-wavelength plasmonic slot waveguides on a silicon platform. *Optics Lett.* 3, 502, 2010.
- [HAN2010B]Z. Han, A. Y. Elezzabi, and V. Van. Wideband Y-splitter and aperture-assisted coupler based on sub-diffraction confined plasmonic slot waveguides. *Appl. Phys. Lett.* 96, 131106, 2010.
- [HELD2010]S. Held thèse de doctorat, Université Paris Sud 11, 2010.
- [HERNANDEZ2005]J. V. Hernandez, L. D. Noordam, and F. Robicieux. Asymmetric Response in a Line of Optically Driven Metallic Nanospheres. *J. Phys. Chem. B*, 109, 15808, 2005.
- [HOCHBERG2004]M. Hochberg, T. Baehr-Jones, C. Walker and A. Scherer. Integrated plasmon and dielectric waveguides . *Optics Express.* 12, 5481, 2004.
- [HOLMGAARD2007]T. Holmgaard and S. I. Bozhevolnyi. Theoretical dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides. *Phys. Rev. B*, 75, 245405 2007.
- [HOLMGAARD2008]T. Holmgaard, Z. Chen, S. I. Bozhevolnyi, L. Merkey, A. Dereux, A. V. Krasavin and A. Zayats. Bend and splitting loss of dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides. *Optics Express.* 18, 13585, 2008.
- [JACKSON1999]J. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, New York, 1999.
- [JOHNSON1972]P. B. Johnson and R. W. Christy. Optical Constants of the Noble Metals. *Phys. Rev. B*. 6, 4370, 1972.
- [KELLY2008]K. L. Kelly, E. Coronado, L. L. Zhao, and G. C. Schatz. The optical properties of metal nanoparticles : the influence of size, shape, and dielectric environment. *J. Phys. Chem. B* 107, 668, 2008.
- [KEKATPURE2010]R. D. Kekatpure, E. S. Barnard, W. Cai, and M. L. Brongersma. Phase-Coupled Plasmon-Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.* 104, 243902, 2010.

- [KIM2008]J. T. Kim, J. J. Ju, S. Park, M. Kim, S. K. Park and M. H. Lee. Chip-to-chip optical interconnect using gold long-range surface plasmon polariton waveguides. *Optics Express*, 16, 13133, 2008.
- [KOSAKO2010]T. Kosako, Y. Kadoya and H. F. Hofmann. Directional control of light by a nano-optical YagiUda antenna. *Nature Phot.* 4,312, 2010.
- [KRASAVIN2008]A. V. Krasavin and A. Zayats. Three dimensional numerical modeling of photonic integration with dielectric-loaded SPP waveguides. *Phys. Rev. B* 78, 045425, 2008.
- [KRASAVIN2010]A. V. Krasavin and A. Zayats. Silicon-based plasmonic waveguides. *Optics Express*. 18, 11791, 2010.
- [KRENN1999]J. R. Krenn, A. Dereux, J. C. Weeber, E. Bourillot, Y. Lacroute, J. P. Goudonnet, G. Schider, W. Gotschy, A. Leitner, F. R. Aussenegg, C. Girard. Squeezing the optical near-field zone by plasmon coupling of metallic nanoparticles . *Phys. Rev. Lett.* 82, 2590, 1999.
- [LAMPRECHT2001]B. Lamprecht, J. R. Krenn, G. Schider, H. Ditlbacher, M. Salerno, N. Felidj, A. Leitner, F. R. Aussenegg and J. C. Weeber. Surface plasmon propagation in microscale metal stripes. *Appl. Phys. Lett.*, 79, 51, 2001.
- [LAU2010]B. Lau, M. A. Swillam, and A. S. Helmy. Hybrid orthogonal junctions : wideband plasmonic slot-silicon waveguide couplers. *Optics Express*. 18, 27048, 2010.
- [LEON2010]I. De Leon and P. Berini. Amplification of long-range surface plasmons by a dipolar gain medium. *Nature Photon.*, 4, 382, 2010.
- [LIU2005]L. Liu, Z. Han and S. He. Novel surface plasmon waveguide for high integration. *Optics Express*. 13, 6645, 2005.
- [LU1990]J. Q. Lu and A. A. Maradudin. Channel Plasmons. *Phys. Rev. B* 42, 11159, 1990.

- [MASSENOT2008]S. Massenot, J. C. Weeber, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, J. Grandidier, L. Markey and A. Dereux. Differential method for modelling dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides. *Optics Express*. 16, 175599, 2008.
- [MAIER2003]S. A. Maier, P. G. Kik, H. A. Atwater, S. Meltzer, E. Harel, B. E. Koel, and A. A.G. Requicha. Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides. *Nature Mat.* 229, 2, 2003.
- [MELIKYAN2011]A. Melikyan, N. Lindenmann, S. Walheim, P. M. Leufke, S. Ulrich, J. Ye, P. Vincze, H. Hahn, Th. Schimmel, C. Koos, W. Freude and J. Leuthold. Surface plasmon polariton absorption modulator. *Optics Express*. 19, 8855, 2011.
- [MORENO2006]E. Moreno, F. J. Garcia-Vidal, S. G. Rodrigo, L. Martin-Moreno, and S. I. Bozhevolnyi. Channel plasmon-polaritons : modal shape, dispersion, and losses. *Optics Lett.* 31, 3447, 2006.
- [NIKOLAJSEN2004]T. Nikolajsen, K. Leosson and S. I. Bozhevolnyi. Surface plasmon polariton based modulators and switches operating at telecom wavelengths. *Appl. Phys. Lett.*, 85, 5833, 2004.
- [NEUTENS2009]P. Neutens, P. Van Dorpe, I. De Vlainck, L. Lagae and G. Gustaaf Borghs. Electrical detection of confined gap plasmons in metal-dielectric-metal waveguides. *Nature Photon.* 3, 283, 2009.
- [NOVIKOV2002]J. V. Novikov and A. A. Maradudin. Channel Polaritons. *Phys. Rev. B* 66, 035403, 2002.
- [NOGINOV2009]M. A. Noginov, G. Zhu, A. M. Belgrave, R. Bakker, V. M. Shalaev, E. E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong and U. Wiesner. Demonstration of a spaser-based nanolaser. *Nature*. 460, 1110, 2009.
- [PALIK1997]Palik E. D. *Handbook of Optical Constants of Solids*. 1997.

- [PARK2008]S. Yong Park and D. Stroud. Surface-plasmon dispersion relations in chains of metallic nanoparticles : An exact quasistatic calculation. *Phys. Rev. B* 69, 125418, 2004
- [PARK2008]S. Park, M. S. Kim, J. T. Kim, S. K. Park, J. J. Ju and M. H. Lee. long-range surface plasmon polariton waveguides at 1.31 μm and 1.55 μm wavelengths. *Optics Comm.*, 281, 2057, 2008.
- [PINCHUK2004]A. Pinchuk, A. Hilger, G. von Plessen, and U. Kreibig. Substrate effect on the optical response of silver nanoparticles. *Nanotech.* 15, 1890, 2004.
- [QUIDANT2004]R. Quidant, C. Girard, J. C. Weeber, and A. Dereux. Tailoring the transmittance of integrated optical waveguide with short metallic nanoparticles chains. *Phys. Rev. B.* 69, 085407, 2004.
- [QUINTEN1998]M. Quinten, A. Leitner, J. R. Krenn, F. R. Aussenegg. Electromagnetic energy transport via linear chains of silver nanoparticles. *Optics Lett.* 23, 1331, 1998.
- [RAETHER1988]H. Raether. *Surface Plasmons*, volume 111. Springer, Berlin, springer tracts in modern physics edition, 1988.
- [SARID1981]D.Sarid. Long-range surface waves on very thin metal film. *Phys. Rev. B*, 47, 1927, 1981.
- [SEDERBERG2010]S. Sederberg, V. Van, and A. Y. Elezzabi. Monolithic integration of plasmonic waveguides into a complimentary metal-oxide-semiconductor- and photonic-compatible platform. *Appl. Phys. Lett.*, 96, 121101, 2010.
- [SIMSEK2010]E. Simsek. Full analytical model for obtaining surface plasmon resonance modes of metal nanoparticle structures embedded in layered media. *Optics Express.* 18, 1722, 2010.
- [STEINBERGER2007]B. Steinberger, A. Hohenau, H. Ditlbacher, F. R. Aussenegg, A. Leitner, and J. R. Krenn. Dielectric stripes on gold as surface plasmon waveguides : Bands and directional couplers. *Appl. Phys. Lett.* 91, 081111, 2007.

- [SUKHAREV2006]M. Sukharev and T. Seideman. Phase and Polarization Control as a Route to Plasmonic Nanodevices. *Nano Lett.* 6, 715, 2006.
- [TAFLOVE1995]A. Taflove. *Computational Electrodynamics : The finite-Difference Time-Domain Method*. Artech House, 1995.
- [TIAN2009]J. Tian, S. Yu, W. Yan, and M. Qiu. Broadband high-efficiency surface-plasmon-polariton coupler with silicon-metal interface. *Appl. Phys. Lett.* 95, 013504, 2009.
- [VERONIS2005]G. Veronis and S. Fan. Guided subwavelength plasmonic mode supported by a slot in a thin metal film. *Optics Lett.* 30, 3359, 2005.
- [VERONIS2005]G. Veronis and S. Fan. Bands and splitters in metal-dielectric-metal subwavelength plasmonic waveguides. *Appl. Phys. Lett.* 87, 131102, 2005.
- [VERONIS2007]G. Veronis and S. Fan. Modes of subwavelength plasmonic slot waveguides. *J. Lightwave Technol.* 25, 2511, 2007.
- [VOLKOV2006]V. S. Volkov, S. I. Bozhevolnyi, E. Devaux and T. Ebbesen. Compact gradual bends for channel plasmon polaritons. *Optics Express.* 14, 4494, 2006.
- [VOLKOV2006]V. S. Volkov, S. I. Bozhevolnyi, S. G. Rodrigo, L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, E. Devaux and T. Ebbesen. Nanofocusing with channel plasmon polaritons. *Nanolett.* 9, 1278, 2009.
- [WEBER2004]W. H. Weber and G. W. Ford. Propagation of optical excitations by dipolar interactions in metal nanoparticle chains. *Phys. Rev. B* 70, 125429, 2004.
- [WEBER2001]J. C. Weeber, Y. Lacroute and J. C. Weeber. Optical near-field distribution of surface plasmon waveguide modes. *Phys. Rev. B*, 68, 115401, 2003.
- [WEI2007]Q.-H. Wei, K.-H. Su, S. Durant, and X. Zhang. Plasmon Resonance of Finite One-Dimensional Au Nanoparticle Chains. *Nano Lett.* 4, 1067, 2007.

- [WU2010]M. Wu, Z. Han, and V. Van. Conductor-gap-silicon plasmonic waveguides and passive components at subwavelength scale. *Optics Express*. 18, 11728, 2010.
- [YAMAGUCHI1974]T. Yamaguchi, S. Yoshida, and A. Kinbara. Optical effect of the substrate on the anomalous absorption of aggregated silver films. *Thin Solid Film*. 21, 173, 1974.
- [YANG1991]F. Yang, J. R. Sambles and G. W. Bradberry. Long-range surface modes supported by thin films. *Phys. Rev. B*, 44, 5855, 1991.
- [YANG2009]T. Yang and K. Crozier. Analysis of surface plasmon waves in metal-dielectric-metal structures and criterion for negative refractive index. *Optics Express*. 17, 1136, 2009.
- [YANG2010]R. Yang, R. A. Wahsheh, Z. Lu, and M. A. G. Abushagur. Efficient light coupling between dielectric slot waveguide and plasmonic slot waveguide. *Optics Lett*. 35, 649, 2010.
- [YARIV2005]A. Yariv and P. Yeh. *Photonics optical electronics in modern communications*, sixth edition, Oxford University press, 2005.
- [YEE1966]K. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*. 14, 302, 1966.
- [ZHANG2010]H. Zhang and H.-P. Ho. Low-loss plasmonic waveguide based on gain-assisted periodic metal nanosphere chains. *Optics Express*. 18, 23035, 2010.
- [ZHOU2004]W. Zhou and T. W. Odom. Tunable Subradiant Lattice Plasmons by Out-of-Plane Dipolar Interactions. *Nature Nanotech*. 6, 423, 2011.
- [ZOU2004]S. Zou, N. Janel, and G. C. Schatz. Silver nanoparticle array structures that produce remarkably narrow plasmon lineshapes. *J. Chem. Phys*. 120, 10871, 2004.
- [ZOU2006]S. Zou and G. C. Schatz. Metal nanoparticle array waveguides : Proposed structures for subwavelength devices. *Phys. Rev. B* 74, 125111, 2006

Résumé

Français

Ce travail de thèse présente une étude théorique, numérique et expérimentale de l'intégration sur un guide d'onde diélectrique de chaînes de nanoparticules d'or supportant des résonances " plasmon de surface localisé ". Les guides d'onde à plasmon de surface localisé procurent un confinement sub-longueur d'onde de la lumière, ce qui permet d'envisager la réalisation de composants optiques ultra-compacts. Cependant, leurs pertes optiques élevées restreignent leur application à de courtes distances de propagation, contrairement aux guides d'onde diélectriques. Une combinaison des deux types de guide doit donc permettre de bénéficier de leurs avantages respectifs. Dans un premier temps, nous avons étudié théoriquement les propriétés des chaînes des nanoparticules grâce à un modèle analytique basé sur l'approximation de dipôles ponctuels couplés, que nous avons développés. Cette étude a permis de déterminer la forme et les dimensions des nanoparticules qui ont ensuite été introduites dans un logiciel de FDTD pour simuler le couplage entre la chaîne de nanoparticules et le guide diélectrique (SOI ou en Si₃N₄). De cette étude numérique, nous avons déduit les géométries des structures à fabriquer. Les structures fabriquées ont été caractérisées à l'aide d'un banc de transmission résolue spectralement, mis en place pendant cette thèse, et d'un système de mesures en champ proche optique en collaboration avec le LNIO (Troyes). Pour la première fois, nous avons montré expérimentalement les propriétés d'une chaîne courte de nanoparticules intégrée sur un guide SOI, ainsi que le phénomène de guides couplés entre une chaîne longue de nanoparticules et un guide SOI. Une valeur record de la constante de couplage a été obtenue, et ce, aux longueurs d'onde des télécoms (proche infrarouge). L'énergie lumineuse transportée par le mode TE du guide SOI peut ainsi être entièrement transférée au guide plasmonique en 4 ou 5 nanoparticules, soit une distance de moins de 600 nm. Nous avons également étudié les propriétés de réseaux de Bragg à base de plasmon de surface localisé en confrontant les résultats de mesures de trans-

Résumé

mission résolue spectralement aux résultats théoriques d'un modèle analytique basé à la fois sur l'approximation de dipôle ponctuel en régime quasi-statique et la théorie des modes couplés. Ces travaux ouvrent la voie à des applications de pinces optiques, de capteurs ou de spaser, qui bénéficieront de l'intégration de nanoparticules métalliques dans les circuits photoniques.

Mots clés : Plasmon de surface localisé, guide d'onde diélectrique, guides couplés, réseaux de Bragg

English

This PhD work presents a theoretical, numerical and experimental study of the integration of a gold nanoparticle chain supporting "localized surface plasmon resonances" on a dielectric waveguide. The localized surface plasmon allows a sub-wavelength confinement of light which could lead to the achievement of ultra-compact optical components. However, the high level of optical losses restricts their application to short propagating distances unlike dielectric waveguides. A combination of both types of guides should therefore allow taking profit of their respective advantages. Firstly, we have theoretically studied the properties of nanoparticles chains using an analytical model that we have developed following the coupled dipoles approximation. This has helped us to determine the shape and size of nanoparticles, which have been further used in a FDTD software, to simulate the coupling between the chain and the dielectric waveguide (SOI or Si₃N₄). Using this numerical study, we have deduced the geometries of structures to be fabricated. The fabricated structures have been characterized using a spectrally resolved transmission set-up, built during this thesis, and an optical near field measurement set-up (collaboration LNIO Troyes). For the first time, we have experimentally shown the properties of short nanoparticle chains integrated on a SOI waveguide as well as the existence of a coupled waveguide phenomenon between long nanoparticle chains and SOI waveguides. A record value has been obtained for the coupling constant at telecom wavelengths (near infrared). The light energy carried by the TE mode of the SOI waveguide can be completely transferred into the plasmonic waveguide via the first 4 or 5 nanoparticles of the chain, which means a distance of less than 600 nm. We have also studied the properties of Bragg gratings based on localized surface plasmon. Experimental results from spectrally resolved transmission measurements have been compared to theoretical results obtained from an analytical model based on the point dipole approximation in quasi-static regime, on one hand, and using the coupled mode theory, on the other hand. This work opens the way for applications to optical tweezers, sensors or spasers, which will benefit from the integration of metal nanoparticles in photonic

circuits.

Keywords : Localized surface plasmon, dielectric waveguide, coupled waveguide, Bragg gratings