



UNIVERSITE PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE : Sciences et Technologies de l'Information des
Télécommunications et des Systèmes
Laboratoire : Institut d'Electronique Fondamentale

DISCIPLINE : Physique

THESE DE DOCTORAT

Soutenu le 7/3/2013

par

Daniele COSTANTINI

Résumé en Français

**Génération et amplification
de plasmon polaritons de surface
à longueur d'ondes telecom**

Table des matières

1	Introduction	2
2	Plasmon polaritons de surface	5
3	Génération de plasmon polaritons de surface	7
3.1	Techniques classiques de génération	7
3.2	Génération intégrée	9
3.2.1	Milieu actif à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$	10
3.2.2	Couplage intégré avec réseau	12
3.2.3	Couplage intégré par la facette	14
4	Amplification de plasmon polaritons de surface	17
5	Structuration du métal du contact	20
6	Conclusions	24

1 Introduction

La plasmonique permet d'étudier le comportement de la lumière à l'échelle nanométrique. L'ingrédient fondamental est le plasmon de surface (SP), qui se trouve à l'interface entre un diélectrique et un métal. Les SPs existent à cause de l'interaction entre la radiation électromagnétique et les électrons libres à l'interface d'une couche ou d'une nanostructure métallique.

L'intense activité concernant la plasmonique a été rendue possible grâce au développement des techniques de nano-fabrication [1] et les techniques de microscopie en champ proche [2]. La maîtrise des SPs ouvre les portes à différentes applications, qui exploitent leur propriété de confiner les champs électromagnétiques dans volumes sub-longueur d'onde [3].

Les SPs permettent aussi d'obtenir l'émission stimulée en dessous de la limite de diffraction, en réalisant un laser ultra-rapide, nommé SPASER [4].

La plasmonique est un domaine qui connaît une forte croissance et le nombre de publications concernant les SPs continue à augmenter dans les deux dernières décennies [5].

Contexte général

Les SPs trouvent des applications dans plusieurs domaines, comme par exemple la détection en biologie et en chimie.

Une application bien connue est la diffusion Raman exaltée par effet de surface (SERS), qui exploite les hautes densités locales de champ pour augmenter le signal Raman, typique des molécules. L'intensité des lignes Raman peuvent être augmentées de 10^{10} fois, ce qui en fait un précieux instrument pour la détection de faible quantité de matière et de molécule unique [6, 7].

Une autre application des SPs est la détermination des variations de l'indice de réfraction, *via* le déplacement de la résonance plasmonique. Des systèmes basés sur ce principe sont déjà commercialisés [8].

Une intense activité est consacré au développement de dispositifs intégrant des composants plasmoniques, comme par exemple des modulateurs et des coupleurs. Le but est de créer une technologie pour les connections optiques entre les puces [9]. Dans ce cas on parle de plasmon polaritons de surface (SPPs), qui se propagent le long d'une interface. Néanmoins la génération de SPPs avec un dispositif compact et intégrable reste un défis.

Afin de générer des SPPs il est nécessaire d'adapter le vecteur d'onde incident avec celui du SPP. Trois techniques sont classiquement employées pour résoudre ce problème : le couplage par prisme, le couplage par réseau de diffraction et le couplage par diffuseur sub-longueur d'onde en champ proche [10]. Plus récemment la génération de SPPs a été montrée en utilisant le mélange non linéaire de quatre ondes [11]. Cependant ces techniques nécessitent de l'alignement externe d'un laser et impliquant des dispositifs volumineux. Une génération compacte offrirait l'avantage de simplifier le contrôle des SPPs et l'intégration dans des dispositifs à taille réduite.

Un autre problème, qui frène le développement d'applications potentielles des SPPs, sont les pertes ohmiques. Il est en théorie possible de compenser les pertes en fournissant du gain optique. Une première démonstration a été donnée par le groupe de Eng en 2005 [12], avec un pompage optique.

Le groupe de Krenn a proposé une génération électrique de SPPs en utilisant des diodes organiques (OLEDs, $\lambda \approx 500$ nm) [13]. Ce système présente différents avantages (e.g. le coût), mais aussi des désavantages : les matériaux organiques ne peuvent pas être exposés en lithographie et nécessitent leur encapsulation.

Des dispositifs basés sur des guides métal-isolant-métal ont été démontrés avec des matériaux à gain composés de boîtes quantiques [14] et de couches minces en semiconducteur ($\lambda \approx 800$ nm) [15].

Une belle approche pour la génération de SPP et pour des circuits plasmoniques est présentée dans la Ref. [16] une nano-colonne de GaAs est utilisée comme source de photon. Les photons sont couplés dans des guides plasmoniques en argent. Cependant la conception de ce type de dispositif dépend de l'orientation aléatoire de la nano-colonne sur le substrat.

Les systèmes présentés sont des approches novatrices excellentes, pourtant ils ne garantissent pas un couplage optimal et une bonne amplification. Le régime laser est difficilement atteignable. Mon travail de thèse vise la génération de SPPs à température ambiante réalisable de façon compacte et reproductible.

Une approche en semiconducteur

Dans le cadre de cette thèse nous proposons une approche permettant de réaliser des dispositifs compacts et fonctionnant sous injection électrique.

Nous utilisons des lasers en semiconducteur ayant un gain optique de plusieurs centaines de cm^{-1} à température ambiante (RT) et une polarisation transverse magnétique (TM). Nous démontrons la génération et l'amplification des SPPs par injection électrique à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$.

Pendant ma thèse je me suis investi dans la conception du dispositif en utilisant des simulations à élément finis. J'ai réalisé les dispositifs en salle blanche (CTU Minerve à l'IEF). J'ai caractérisé les dispositifs optiquement et électriquement. Les mesures en champ proche des plasmons de surface ont été accomplies à l'Institut Langevin à Paris.

2 Plasmon polaritons de surface

Les plasmon polaritons de surface (SPPs) naissent du couplage entre des photons et des charges libres. Dans les métaux, les électrons de conduction forment un plasma capable de soutenir des oscillations. C'est donc à la surface des structures métalliques que l'on peut observer l'interaction entre le rayonnement électromagnétique et le plasma d'électrons. Le domaine qui étudie ces interactions est appelée plasmonique et constitue une partie majeure du fascinant domaine de la nanophotonique, qui explore comment les champs électromagnétiques peuvent être confinés sur des dimensions de l'ordre ou plus petites que la longueur d'onde.

Ce manuscrit se focalise sur l'étude expérimentale des SPPs se propageant à l'interface d'un métal (ε_1) et d'un diélectrique (ε_2). La géométrie avec l'interface est définie en Fig. 1a. Dans la Fig. 1b on montre les lignes de champ électromagnétique d'un SPP qui bouclent sur la surface métallique. Dans le métal on schématise les charges électriques qui oscillent avec la même fréquence du champ. Le champ électromagnétique du SPP décroît exponentiellement à partir de la surface. C'est un mode polarisé transverse magnétique (TM) et le champ électrique est majoritairement orthogonal à la surface, dans la direction z (voir Fig. 2a). Le SPP à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, à l'interface entre l'air et l'or a une longueur de décroissance dans l'air de $\approx 800 \text{ nm}$ et une longueur caractéristique de propagation de $\approx 150 \mu\text{m}$.

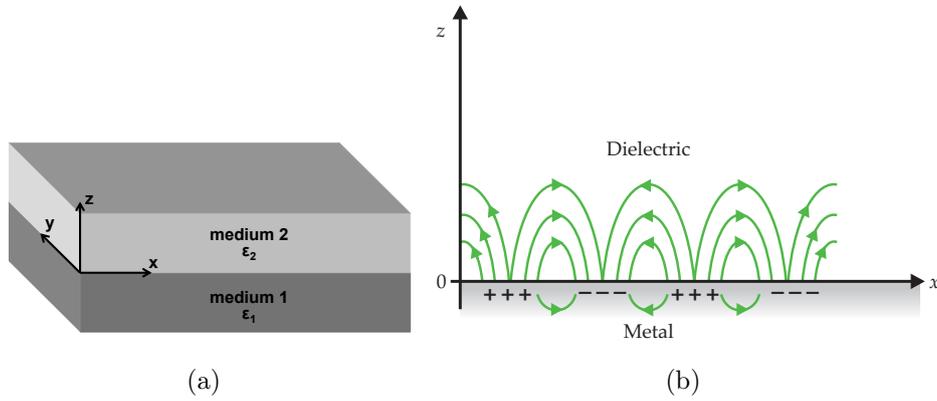


FIGURE 1 – (a) Géométrie pour la propagation de SPPs : interface entre deux matériaux. (b) Lignes du champ électrique et distribution des charges pour un SPP se propageant à l’interface métal/diélectrique

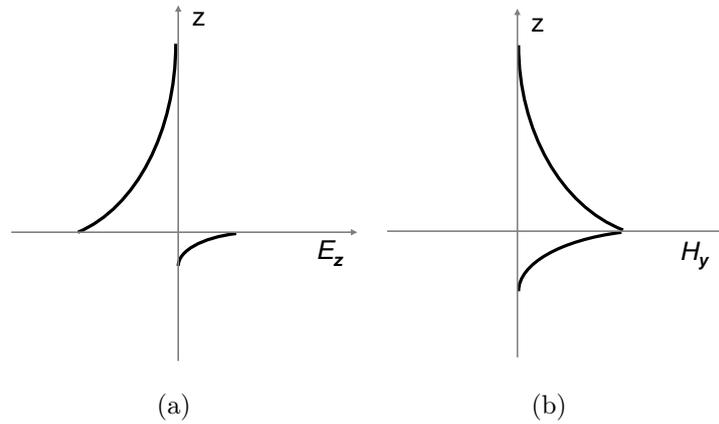


FIGURE 2 – Décroissance exponentielle à l’interface métal/diélectrique pour le champ : (a) électrique dans la direction z , (b) magnétique dans la direction y .

3 Génération de plasmon polaritons de surface

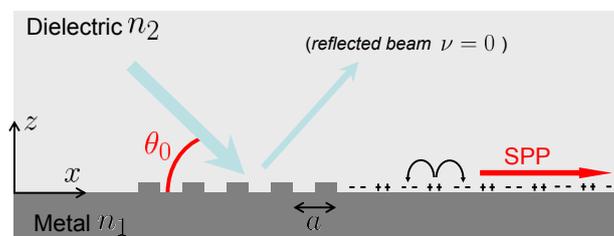
Un couplage direct des photons, se propageant dans un milieu diélectrique, avec les SPPs à l'interface avec le métal n'est pas possible. Le vecteur d'onde des photons incidents doit être adapté à l'aide d'un coupleur (couplage par diffraction) ou d'un couplage direct par la facette d'un laser (couplage par diffusion).

3.1 Techniques classiques de génération

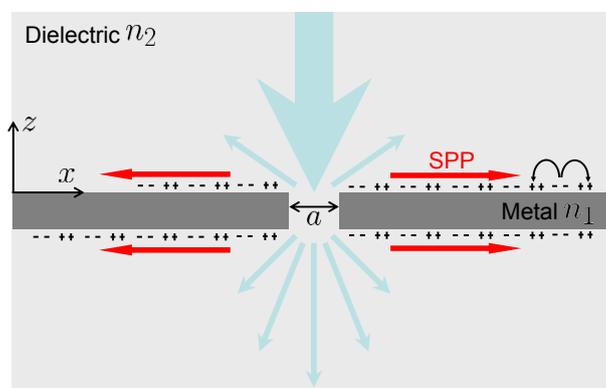
Les premières techniques de génération de SPPs exploitent le phénomène de la réflexion totale dans un prisme (configuration de Kretschmann ou de Otto). Il est autrement possible d'utiliser un réseau pour adapter le vecteur d'onde de l'onde incidente avec celle du SPP, comme montré dans la Fig. 3a. Un vecteur d'onde adapté à celui du SPP peut aussi être obtenu avec une diffusion par une fente, voir Fig. 3b, ou par une fibre étirée, voir Fig. 3c.

Toutes les techniques présentées nécessitent un couplage avec une source externe et donc d'un alignement. De cette façon la génération de SPP occupe un espace relativement volumineux et est difficilement intégrable sur puce.

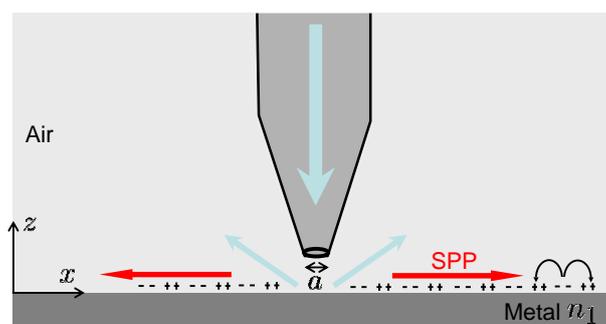
3.1 TECHNIQUES CLASSIQUES DE GÉNÉRATION



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3 – Techniques de génération de SPPs avec couplage d’une source externe, par : (a) réseau (b) diffraction dans une ouverture sub-longueur d’onde (c) fibre étirée.

3.2 Génération intégrée

Un dispositif compact pour la génération de SPP aurait l'avantage de pouvoir être intégré. L'intégration est une contrainte indispensable, par exemple, pour la réalisation des inter-connexions optiques.

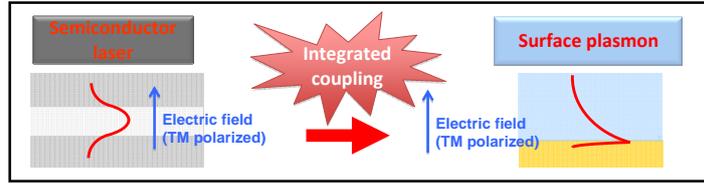
Deux sont les fonctions qui doivent être ingénierisées pour atteindre ce but. La première est la création des photons, qui peut être accompli par un laser en semiconducteur. La deuxième est le couplage dans le guide plasmonique. La Fig. 4a illustre schématiquement un couplage intégré générique. Dans une approche planaire le couplage nécessite d'une source polarisé TM.

J'ai développé pendant ma thèse deux possibles architectures qui permettent d'obtenir un dispositif monolithique.

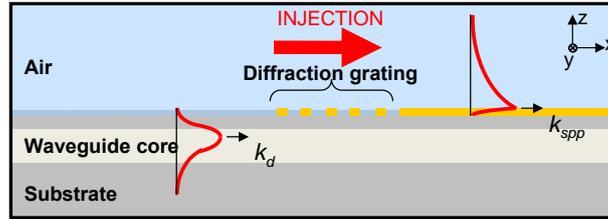
La première architecture (voir Fig. 4b) est définie couplage intégré par réseau. Elle consiste dans la diffraction partielle de l'onde qui se propage dans le guide d'un laser obtenue avec un réseau. En jouant sur la période et sur le rapport cyclique du réseau il est possible d'adapter le vecteur d'onde du mode guidé avec celui du SPP.

La deuxième architecture (voir Fig. 4c) est définie couplage directe par la facette et consiste à positionner les deux guides l'une face à l'autre. Dans notre cas le couplage a lieux sur le même substrat, où l'on peut facilement déposer une piste métallique.

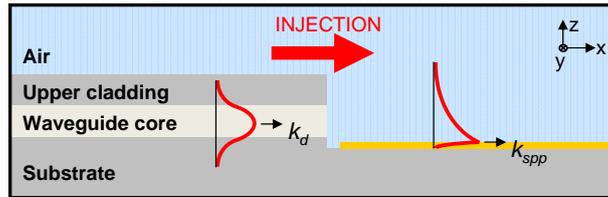
Ces deux architectures ont été démontré par notre groupe dans le moyen infra-rouge (MIR), à $\lambda = 7.5 \mu\text{m}$, en utilisant des lasers à cascade quantique (QCLs). Ces laser sont basés sur des transitions intra-bande [17], qui émettent une polarisation TM et sont naturellement adaptés aux architectures proposés. La démonstration des dispositif dans le MIR est de fondamentale importance pour la transposition du concept aux longueurs d'ondes telecom. Le couplage par réseau a été démontré grâce à une imagerie en champ proche basée sur une pointe diffusante [18]. Le couplage par la facette a été démontré grâce à une imagerie en champ lointain qui sonde le propagation du SPP [19].



(a)



(b)



(c)

FIGURE 4 – (a) Schéma lateral général d'un couplage intégré entre une source laser et un guide plasmonique. Les cas spécifiques de couplages (b) par réseau et (c) par la facette.

3.2.1 Milieu actif à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$

La génération compacte de SPP à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ demande une région active différente par apport au QCL utilisé dans le MIR. Nous avons choisi une diode laser avec une région active basée sur des multi puits quantiques en InGaAlAs (voir Tab. 1) qui, grâce à des contraintes du semiconducteur, émet avec une polarisation TM. La croissance de l'hétérostructure est réalisé par Thales 3-5 Labs.

Nous avons ensuite étudié l'effet du rapprochement du métal à la région active. En diminuant l'épaisseur de la gaine supérieure du guide laser, le métal du contact supérieur se rapproche de la région active et réduit les

	Type	Composition	Contrainte	Épaisseur	Dopage (cm^{-3})	
Clad.	spacer	InP		50 nm	n.i.d.	
	SCH-sup	GaInAsP		15 nm	n.i.d.	
AR	Barrier	AlGaInAs	0.69%	19.6 nm	n.i.d.	x 9
	Well	AlGaInAs	-1.70%	9.5 nm	n.i.d.	x 9
	Barrier	AlGaInAs	0.69%	19.6 nm	n.i.d.	
Sub.	Buffer	InP		750 nm	$n=1 \cdot 10^{18}$	
	Substrate	InP		$\approx 500 \mu\text{m}$	n	

TABLE 1 – La région active utilisé dans tous les dispositifs fabriqués. C’est une structure en puits quantiques de AlGaInAs, avec une grande contrainte [20]. L’épaisseur de la region active est de ≈ 300 nm. L’acronym *n.i.d.* est pour *non intentionnellement dopé*.

performances du laser. La superposition du mode optique avec le métal augmente énormément les pertes. D’autre part rapprocher le métal à la région active permet de fournir du gain directement au mode plasmonique, ce qui est notre objectif, pour la génération et pour l’amplification du SPP.

J’ai démontré le fonctionnement d’un laser à ruban avec une gaine supérieure fine (voir Fig. 5a) et comparé ses performances avec un laser standard (voir Fig. 5b). Avec la technique de Hakki Paoli j’ai mesuré le gain différentiel des deux guides d’onde. Ensuite grâce à des mesures passives j’ai pu mesurer les pertes optiques pour le guide d’onde a gaine épaisse et extrapoler celles pour le guide à gaine fine. Cette méthode a permis de valider l’outil numérique utilisé pour les simulations à éléments finis [21] des guides d’onde.

La structure à gaine supérieure fine est utilisée pour le dispositif avec le couplage par réseau. D’autre part l’outil de simulation est utilisé dans toute la suite du manuscrit pour la conception et l’analyse des dispositifs de génération et d’amplification des SPPs.

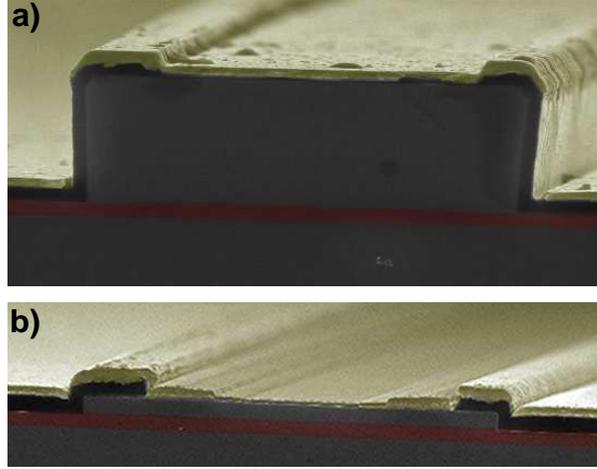


FIGURE 5 – Image MEB des facettes d’un ridge de $9 \mu\text{m}$ avec gaine supérieure (a) *épaisse* (b) *fine*. Les images sont coloré pour montrer les différentes couches : en jaune l’or, en vert foncé l’isolant Si_xN_y , en rouge la région active. [22]

3.2.2 Couplage intégré avec réseau

Un premier pas, avant la réalisation du dispositif, a été la simulation numérique. La Fig. 6 montre la distribution de la valeur absolue du champ électrique pour un couplage intégré avec réseau. Le mode guidé est injecté par la gauche et se propage jusqu’au réseau, où il est partiellement diffracté dans la direction du guide plasmonique. Le rôle du réseau est d’adapter le vecteur d’onde des deux modes. On peut voir que une partie de la lumière est diffractée dans le substrat, mais aussi dans la piste plasmonique. Le SPP se propage sur la surface du dispositif et est facilement accessible pour toute mesure et application.

Le cas montré en Fig. 6 est un couplage optimal avec une efficacité de couplage très élevée. La dépendance de l’efficacité de couplage en fonction des paramètres de la structure et de la longueur d’onde est décrite en détail dans le manuscrit et dans la Ref. [23].

Afin de pouvoir bien observer le SPP sur la piste plasmonique nous avons réalisé un dispositif avec deux coupleurs l’un en face de l’autre. Les SPPs sont lancés en direction opposée. Ils produisent ainsi des franges d’interférence,

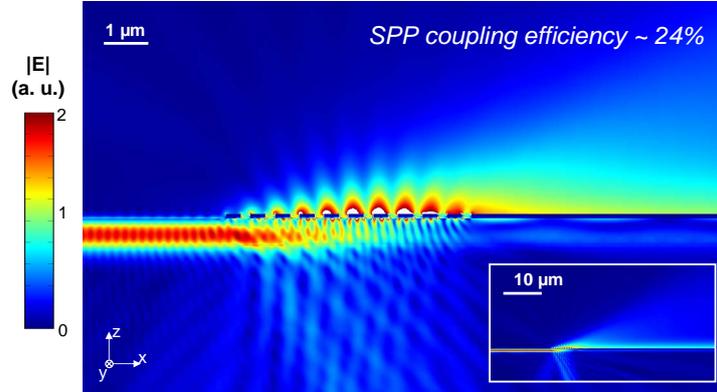


FIGURE 6 – Distribution di champ électrique calculé pour le couplage intégré par réseau. Les paramètres sont optimisés pour un couplage efficient à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$. Encart : vue d'ensemble de la surface simulée.

ce qui module l'intensité du champ du SPP sur la piste plasmonique. Cette configuration rend plus facile la mesure en champ proche avec le microscope de champ proche (NSOM). La mesure du champ proche est essentielle pour la démonstration directe de la présence du champ plasmonique. Les mesures NSOM ont été réalisés par L. Greusard au sein de l'équipe de Y. De Wilde à l'institut Langevin (ESPCI Paris).

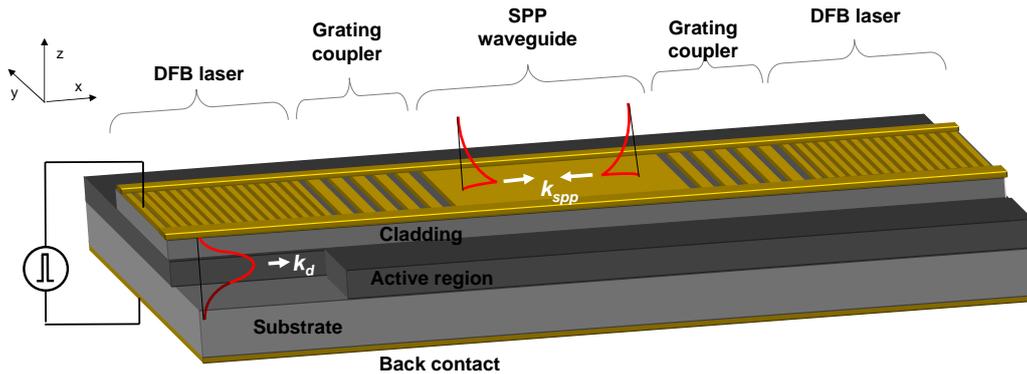


FIGURE 7 – Dispositif pour la génération de SPPs basé sur la géométrie de contre-propagation. [24].

En Fig. 8 on montre les résultats de l'analyse NSOM de la piste plasm-

nique. Dans le panel (f) on peut clairement observer les franges d'interférence prévues [24]. D'autre part en absence de piste plasmonique le SPP ne peut pas se propager. le panel (e) montre la même mesure effectuée sur un dispositif référence, sans piste métallique. Cette fois ci la frange d'interférence n'est pas mesurée.

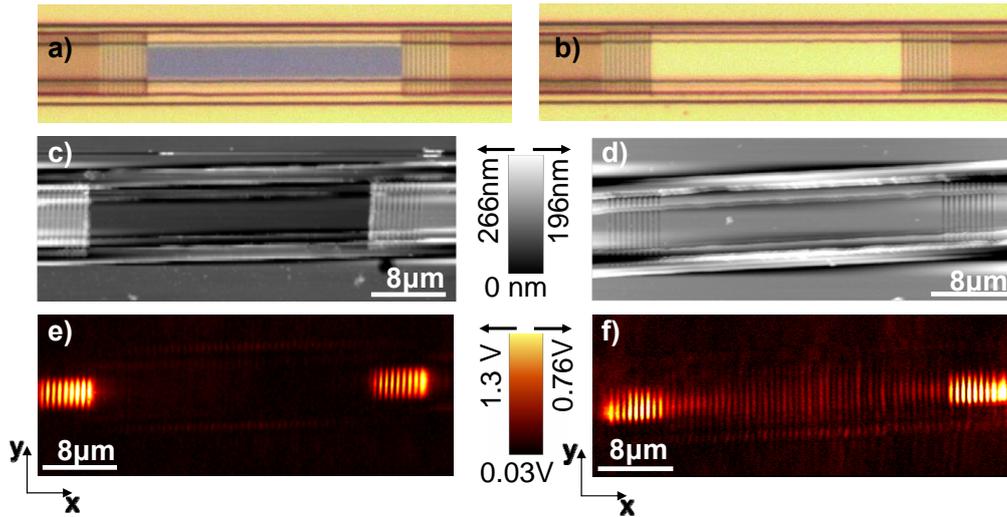


FIGURE 8 – (a, b) Image optique d'un dispositif de référence (pas de guide métallique) et du générateur de SPPs. (c, d) Image topographique des deux dispositifs. (un filtrage soustractif est appliqué). (e, f) Image de champ proche de la référence (panel e) et du générateur de SPPs (panel f). Le signal de champ proche est acquis simultanément à la topographie. Tous les dispositifs sont mesurés à température ambiante en régime impulsé (rapport cyclique = 10%) avec un courant de 800 mA. Le champ proche du dispositif montre clairement les franges d'interférence des SPPs qui se contre-propagent.

3.2.3 Couplage intégré par la facette

Le couplage intégré par la facette est montré schématiquement en Fig. 9. Aussi dans ce cas une étude numérique a permis de fixer les paramètres optimaux pour le couplage (hauteur relative des deux guides et distance relative de la piste plasmonique). Des réseaux du deuxième ordre permettent de sonder le SPP qui se propage le long du guide. Le SPP est diffracté

verticalement et est ensuite détecté avec une caméra infra-rouge.

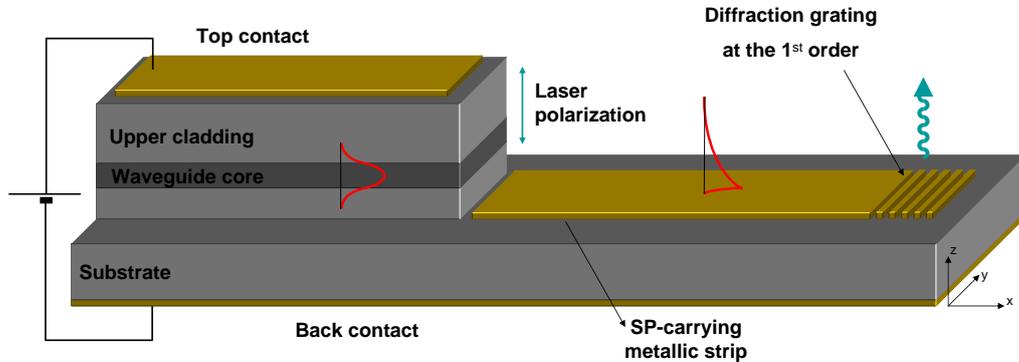


FIGURE 9 – Dispositif pour la génération de SPPs basé sur la géométrie de couplage par la facette.

Une image infra-rouge en champ lointain du dispositif est montrée en Fig. 10a. Sur la gauche on peut distinguer le ruban du laser avec une forte diffusion au niveau des facettes. Le long de la piste on observe du signal provenant de deux endroits différents, qui correspondent à la position des deux réseaux de diffraction et témoignent la propagation du SPP. Le signal du SPP s'atténue le long de la piste plasmonique, ce qui est montré par un signal relativement plus faible provenant du réseau plus éloigné de la facette (voir Fig. 10b).

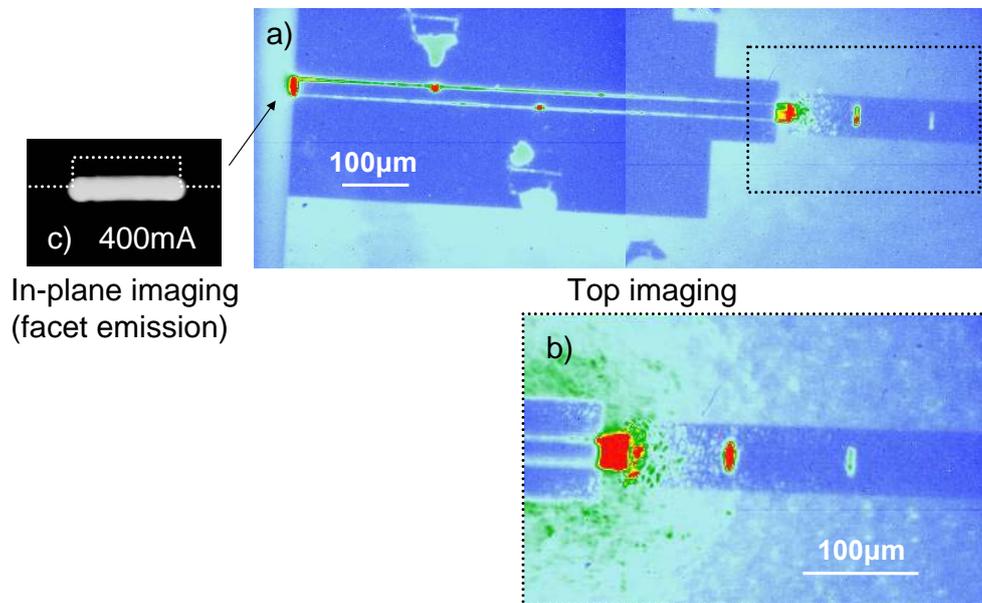


FIGURE 10 – Images infra-rouge du dispositif avec couplage par facette. (a) Dispositif entier. (b) Détail de la facette et de la piste plasmonique avec les réseaux. Les réseaux diffractent verticalement le SPPs qui se propage. (c) Image infra-rouge dans le plan de la facette. La ligne blanche pontillée indique les bords de la facette.

4 Amplification de plasmon polaritons de surface

Fournir du gain optique directement au SPP signifie dans notre cas éliminer totalement la gaine supérieure et mettre en contact direct le métal avec la région active. Ceci ne peut être fait car la gaine supérieure constitue un réservoir de charge p nécessaire pour le fonctionnement de la diode. De plus compenser les pertes d'un SPP à l'interface avec entre de l'or et de l'InP (non dopé) demande un gain extrêmement élevé (plus que 2000 cm^{-1}).

Notre idée est de amincir le plus possible la gaine supérieure. Le mode guidé et le mode SPP (voir Fig. 11a) interagissent et donnent naissance à deux modes hybrides, composés d'une partie "diélectrique" et d'une partie "plasmonique". Ils peuvent se distinguer selon le signe entre les deux composantes en symétrique et anti-symétrique (voir Fig. 11b).

J'ai réalisé un dispositif avec une gaine supérieure extrêmement fine ($t_{cl}=250 \text{ nm}$). La partie plasmonique du mode hybride est importante et les pertes pour le mode anti-symétrique sont $\approx 500 \text{ cm}^{-1}$, cent fois celle d'un laser standard ($t_{cl}=2800 \text{ nm}$). Néanmoins il a été possible de compenser entièrement les pertes et atteindre le seuil laser. La Fig. 12 montre les caractéristiques lumière-courant. Les seuils laser augmentent en diminuant l'épaisseur de la gaine supérieure.

Le caractère plasmonique du mode hybride est démontré expérimentalement à l'aide de l'imagerie NSOM sur la facette du laser. La Fig. 13a montre les mesures sur les facettes des dispositifs avec différentes épaisseurs de gaine supérieure. Les coupes moyennées des mesures en Fig. 13b montrent qu'en rapprochant le métal à la région active la composante plasmonique à l'interface augmente. Les mesures en rouge sont en accord avec les simulations numériques en tenant compte du lissage induit par le trou de la pointe NSOM (diamètre $\approx 100 \text{ nm}$).

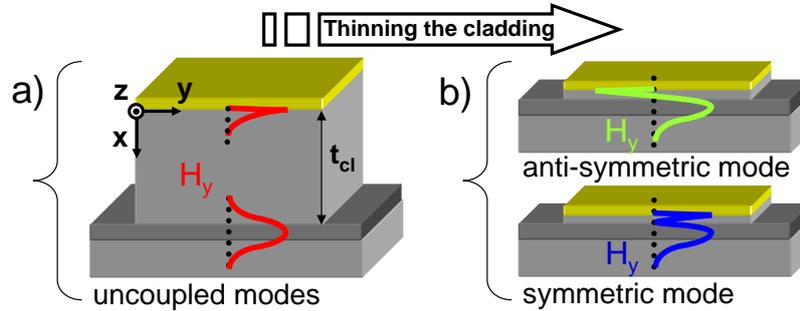


FIGURE 11 – Schéma de la distribution du champ magnétique (composante H_y). (a) Les deux modes sur le même ruban. Ils ne sont pas couplés parce que l'épaisseur de la gaine supérieure (t_{cl}) empêche le couplage. (b) Une faible épaisseur permet le couplage et deux modes hybrides sont obtenus (un symétrique et un anti-symétrique). Les deux ont une composante "plasmonique" et une "diélectrique".

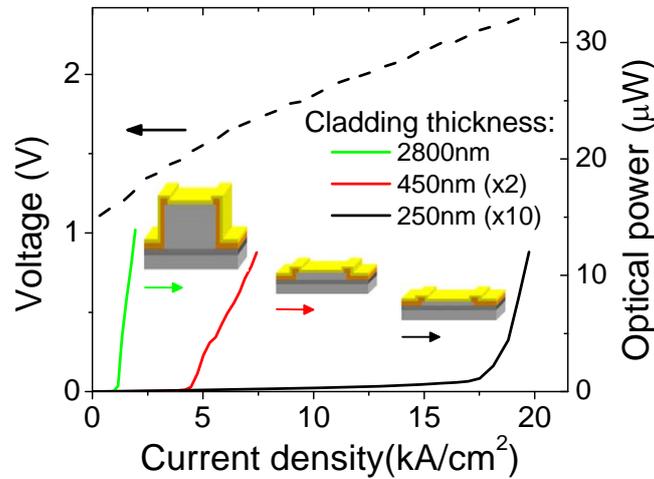


FIGURE 12 – Courbes lumière-densité de courant (LJ), en régime impulsé (DC=1%), pour trois lasers avec différente épaisseur de la gaine supérieure : $t_{cl} = 2800$ nm (courbe verte), $t_{cl} = 450$ nm (courbe rouge), et $t_{cl} = 250$ nm (courbe noire). En réduisant l'épaisseur de la couche supérieure le métal s'approche de la AR en augmentant les pertes optiques et le seuil laser. Le caractéristique JV (courbe noire pointillée) est montrée pour un dispositif avec $t_{cl} = 250$ nm.

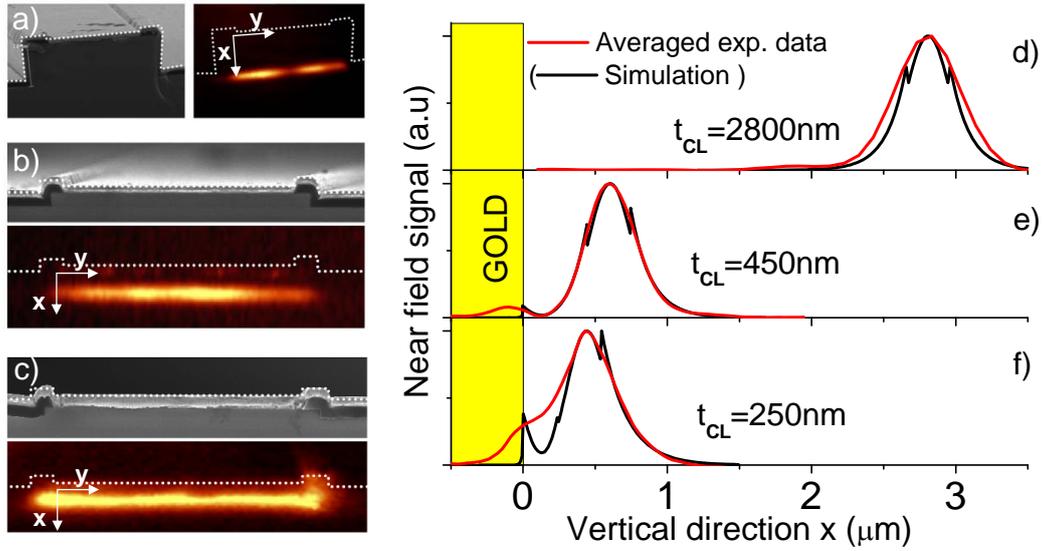


FIGURE 13 – (a),(b),(c) : images MEB et mesures NSOM de la facette de trois laser avec différentes épaisseurs de gaine : a) $t_{cl}=2800\text{nm}$, b) $t_{cl}=450\text{nm}$ et c) $t_{cl}=250\text{nm}$. Le mode laser peut être clairement identifié et positionné par rapport à la facette. (d),(e),(f) : Signal NSOM intégré (ligne rouge, intégration le long de l'axe y) et le carré du champ électrique (ligne noire) obtenu grâce au simulations 2D à élément finis. L'origine de la coordonné x est prise à l'interface métal/semiconducteur et les courbes sont normalisées. L'accord des données expérimentales avec les simulations est très bon, compte tenant de l'élargissement induit par la pointe. Il n'est pas facile de détecter des signaux qui sont spatialement trop fins.

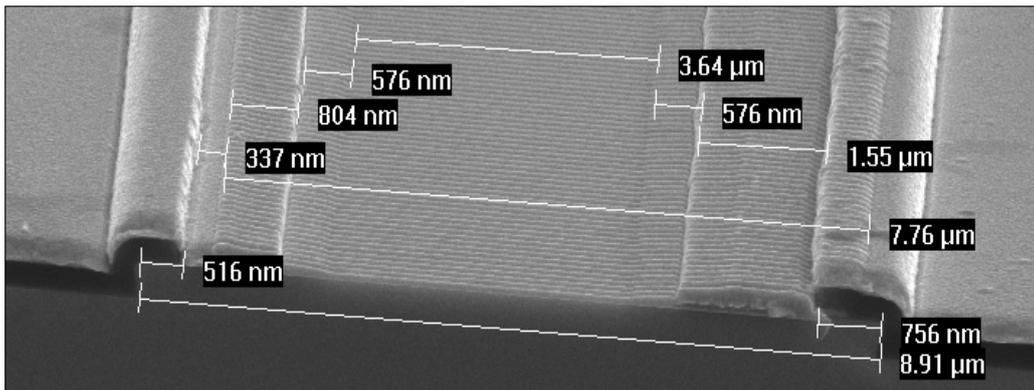
5 Structuration du métal du contact

Les pertes sont un obstacle majeur dans le domaine de la plasmonique et leur réduction est essentielle pour envisager des applications. Le but est de bénéficier des avantages de la plasmonique en terme de confinement et, au même temps, atténuer les grandes pertes optiques. Notre approche consiste dans la structuration du métal du contact supérieur, en créant un réseau métallique. Ce concept a été validé par notre groupe dans le moyen infra-rouge [25]. Les simulations numériques, discutés en détail dans le manuscrit, prévoient un mode à faible pertes.

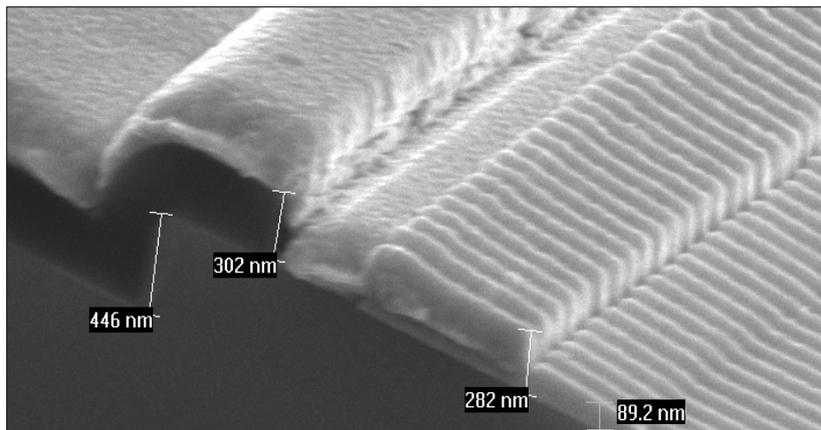
La Fig. 14 montre le résultat d'une fabrication typique de réseau métallique sur le sommet du ruban. La modulation de l'indice effectif due au réseau engendre une action de rétro-action distribuée e long de la cavité (DFB) et sélectionne une seule fréquence d'émission. Le réseau est réalisé en lithographie électronique et sa période est de 200 nm.

La présence du réseau change radicalement la forme du mode. Comme dans le cas du laser hybride, aussi dans ce cas nous avons effectué une imagerie de la facette. Les résultats sont montrés en Fig. 15b-e en fonction du courant injecté dans la structure. En régime laser le mode montre un lobe bien centré au milieu du ruban. La Fig. 15f montre que la coupe horizontale du mode en régime laser (courbe en rouge) est en excellent accord avec celle prévue par les simulations 3D (courbe en noir).

Lorsque le réseau est réalisé sur une structure avec une gaine supérieure extrêmement fine son interaction avec la région active est encore plus forte. En Fig. 16 on montre une intéressante réduction du seuil pour le laser DFB. Le seuil est réduit de $\approx 5 \text{ kA/cm}^2$.



(a)



(b)

FIGURE 14 – (a) Image MEB d'un dispositif DFB. Dans ce cas il a été réalisé sur un gaine supérieure fine. (b) Détail du bord de la facette. Le ruban est profond ≈ 450 nm, le SiN, la couche plus foncé, est épais ≈ 300 nm et l'épaisseur du métal du réseau est de ≈ 80 nm.

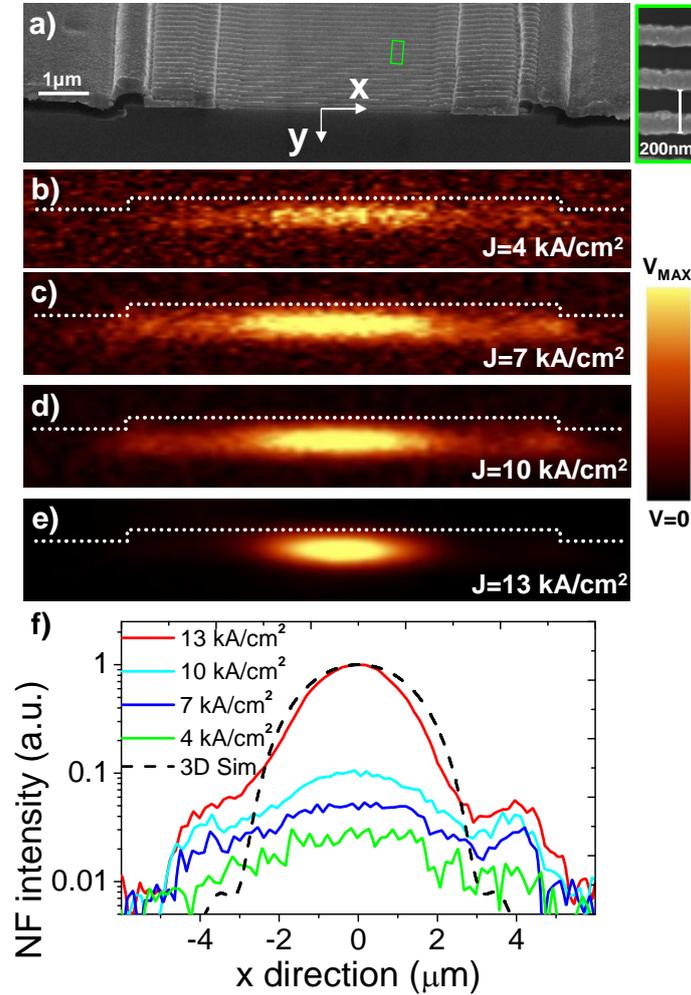


FIGURE 15 – (a) Image MEB de la facette d'un laser DFB. Mesures NSOM de la facette du DFB montrant la distribution du champ électromagnétique du mode transverse à différents courants de fonctionnement : (b) loin en dessous du seuil ($J = 4 \text{ kA/cm}^2$, $V_{MAX} = 0.07 \text{ V}$); (c) en dessous du seuil ($J = 7 \text{ kA/cm}^2$, $V_{MAX} = 0.12 \text{ V}$); (d) au seuil ($J = 10 \text{ kA/cm}^2$, $V_{MAX} = 0.24 \text{ V}$). (e) en régime laser ($J = 13 \text{ kA/cm}^2$, $V_{MAX} = 2.25 \text{ V}$). (f) Section horizontale des mesures NSOM tracées avec des courbes continues. La section expérimentale en régime laser est tracée en rouge et peut être comparé à la section calculé, qui est tracé en pointillé noir.

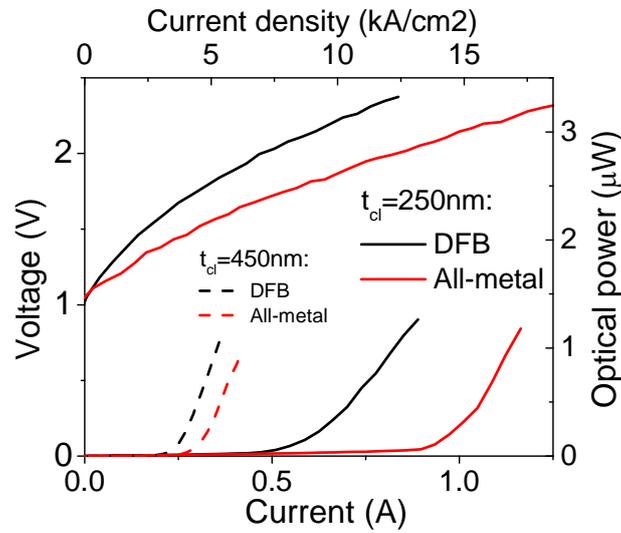


FIGURE 16 – Caractérisation lumière-courant-voltage (LIV) d'un laser DFB (ligne noire solide) et d'un laser entièrement métallisé (ligne rouge solide). LE laser DFB montre une résistance différentielle plus élevée, cependant a un seuil plus bas de plus que 5 kA/cm^2 par rapport au laser entièrement métallisé. Les lignes en pointillés se réfèrent à des lasers avec une gaine supérieure de 200 nm plus épaisse. Dans ce cas la réduction du seuil est moins importante ($\approx = 0.5 \text{ kA/cm}^2$).

6 Conclusions

Ce travail vise à fournir une réponse expérimentale à la question fondamentale sur la compensation des pertes plasmoniques avec une approche active basée sur matériaux semiconducteurs. J'ai centré mes efforts sur la génération et l'amplification des plasmon polaritons de surface (SPPs) aux longueurs d'onde telecom en utilisant une région active constituée de puits quantiques contraints. Les dispositifs fonctionnent à température ambiante et sous injection électrique. Ces conditions sont préalables à l'intégration et la facilité d'utilisation, qui sont nécessaires pour les futurs développements.

J'ai tout d'abord adapté les techniques de fabrication, de mesure et de techniques numériques utilisés pour les dispositifs à laser à cascade quantique (QCL). J'ai participé à la démonstration d'un générateur de SPP dans le moyen infra-rouge (mid-IR) basé sur le couplage par la facette.

J'ai par la suite étudié une nouvelle région active. adaptée pour la génération et l'amplification de SPP aux longueurs d'ondes telecom. Elle est basée sur des puits quantiques contraints en tension. J'ai ensuite développé les étapes de fabrication nécessaires à la réalisation d'un laser à ruban. Afin d'étudier l'interaction du métal avec le gain de la AR, j'ai considéré une structure avec une gaine superficielle fine. Le métal réduit les performances du dispositif, mais, au même temps, il est possible de fournir du gain directement au mode SPP.

J'ai réalisé des dispositifs avec différentes épaisseurs de gaine supérieure et mesuré leur gain différentiel avec la technique de Hakki Paoli. Grâce au support des mesures passives j'ai validé le modèle numérique utilisé dans tout ce travail. Les simulations à éléments finis, accordées avec les bonnes valeurs des indices optiques, ont permis de concevoir les dispositifs pour la génération de SPP et estimer avec précision les pertes pour l'amplification de SPP.

J'ai démontré, avec deux approches différentes, la génération de SPP aux longueurs d'ondes telecom. La première solution est un dispositif où la source, un laser standard avec gaine supérieure épaisse, est couplée directement par la facette avec le guide plasmonique. La deuxième solution est un dispositif avec une source, un laser avec gaine supérieure fine, couplé au guide plasmonique par un réseau métallique de diffraction. Pour démontrer ce dispositif j'ai développé une recette de lithographie électronique pour obtenir un lift-

off d'un réseau métallique avec périodicité 200 nm et rapport cyclique 50%. La génération de SPPs en configuration de contre-propagation fournit une interférence du champ évanescent. La génération a été confirmée par des excellentes mesures en champ proche, qui ont permis de visualiser les franges d'interférence et l'extension vertical des SPPs. Cette approche originale permet de mesurer plus facilement les SPP qui sont sur le sommet du dispositif.

J'ai réduit le plus possible l'épaisseur de la gaine supérieure afin de compenser les pertes du SPP. La proximité du métal par rapport à la AR induit une hybridation du mode guidé, qui acquies une composante plasmonique. En utilisant un dispositif avec gaine supérieure extrêmement fine j'ai démontré un laser hybride plasmonique ($\alpha \approx 500 \text{ cm}^{-1}$). Comme pour le générateur, ces dispositifs opèrent par injection électrique et à température ambiante. Les images en champ proche de la facette du laser fournissent l'évidence de l'émission stimulée dans le mode hybrid plasmonique et confirment les prédictions des simulations numériques.

Enfin, en se rapprochant des applications réelles j'ai fournis une démonstration préliminaire de la réduction des pertes en structurant le métal du contact supérieur. J'ai réalisé un laser à rétroaction distribuée avec un seuil laser plus bas par rapport à un laser avec un contact supérieur pas structuré. Dans ce cas aussi les résultats sont renforcés par les mesures de champ proche, qui permettent de mesurer directement la distribution du champ sur la facette du dispositif, en régime d'émission stimulée et en luminescence.

En perspective, des applications réelles seront possibles avec la réduction du seuil et le fonctionnement en régime continu. La structuration du métal combinée avec une absorption modéré dans la gaine supérieure peut être la clef pour ce passage. L'utilisation d'une barrière tunnel permettra d'éviter la présence de l'absorption inter-bande du InGaAs, en permettant un contact de type n. Le fonctionnement avec un seuil laser bas permettra de réaliser des dispositifs avec une forte intensité plasmonique à l'interface métallique potentiellement utiles dans des applications pour la détection biologique et chimique.

La jonction tunnel permettra aussi de réduire ultérieurement l'épaisseur de la gaine supérieure. On pourra donc pomper directement le mode SPP, avec le but de démontrer un SPASER sous injection électrique.

Références

- [1] T. HOLMGAARD, Z. CHEN, S. I. BOZHEVOLNYI, L. MARKEY and A. DEREUX, *Dielectric-loaded plasmonic waveguide-ring resonators*, Opt. Express **17**, 2968 (2009).
- [2] R. BACHELOT, P. GLEYZES and A. C. BOCCARA, *Near-field optical microscope based on local perturbation of a diffraction spot*, Opt. Lett. **20**, 1924 (1995).
- [3] W. L. BARNES, *Surface plasmon-polariton length scales : a route to subwavelength optics*, Journal of Optics A : Pure and Applied Optics **8**, S87 (2006).
- [4] D. J. BERGMAN and M. I. STOCKMAN, *Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation : Quantum Generation of Coherent Surface Plasmons in Nanosystems*, Phys. Rev. Lett. **90**, 027402 (2003).
- [5] EDITOR, *Surface plasmon resurrection*, Nature Photonics **6**, 707 (2012).
- [6] S. NIE and S. R. EMORY, *Probing Single Molecules and Single Nanoparticles by Surface-Enhanced Raman Scattering*, Science **275**, 1102 (1997).
- [7] K. KNEIPP, Y. WANG, H. KNEIPP, L. T. PERELMAN, I. ITZKAN, R. R. DASARI and M. S. FELD, *Single Molecule Detection Using Surface-Enhanced Raman Scattering (SERS)*, Phys. Rev. Lett. **78**, 1667 (1997).
- [8] *Biacore - GE Healthcare*, <http://www.biacore.com>.
- [9] T. W. EBBESEN, C. GENET and S. I. BOZHEVOLNYI, *Surface-plasmon circuitry*, Physics Today **61**, 44 (2008).
- [10] B. HECHT, H. BIELEFELDT, L. NOVOTNY, Y. INOUE and D. W. POHL, *Local Excitation, Scattering, and Interference of Surface Plasmons*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1889 (1996).
- [11] J. RENGER, R. QUIDANT, N. VAN HULST, S. PALOMBA and L. NOVOTNY, *Free-Space Excitation of Propagating Surface Plasmon Polaritons by Nonlinear Four-Wave Mixing*, Phys. Rev. Lett. **103**, 266802 (2009).
- [12] J. SEIDEL, S. GRAFSTRÖM and L. ENG, *Stimulated Emission of Surface Plasmons at the Interface between a Silver Film and an Optically Pumped Dye Solution*, Phys. Rev. Lett. **94**, 177401 (2005).

RÉFÉRENCES

- [13] D. M. KOLLER, A. HOHENAU, H. DITLBACHER, N. GALLER, F. REIL, F. R. AUSSENEGG, A. LEITNER, E. J. W. LIST and J. R. KRENN, *Organic plasmon-emitting diode*, Nature Photonics **2**, 684 (2008).
- [14] R. J. WALTERS, R. V. A. VAN LOON, I. BRUNETS, J. SCHMITZ and A. POLMAN, *A silicon-based electrical source of surface plasmon polaritons*, Nature Materials **9**, 21 (2009).
- [15] P. NEUTENS, L. LAGAE, G. BORGHES and P. VAN DORPE, *Electrical Excitation of Confined Surface Plasmon Polaritons in Metallic Slot Waveguides*, Nano Letters **10**, 1429 (2010), pMID : 20334350.
- [16] P. FAN, C. COLOMBO, K. C. Y. HUANG, P. KROGSTRUP, J. NYGARD, A. FONTCUBERTA I MORRAL and M. L. BRONGERSMA, *An Electrically-Driven GaAs Nanowire Surface Plasmon Source*, Nano Letters **12**, 4943 (2012).
- [17] J. FAIST, F. CAPASSO, D. L. SIVCO, C. SIRTORI, A. L. HUTCHINSON and A. Y. CHO, *Quantum Cascade Laser*, Science **264**, 553 (1994).
- [18] A. BABUTY, A. BOUSSEKSOU, J.-P. TETIENNE, I. M. DOYEN, C. SIRTORI, G. BEAUDOIN, I. SAGNES, Y. DE WILDE and R. COLOMBELLI, *Semiconductor Surface Plasmon Sources*, Phys. Rev. Lett. **104**, 226806 (2010).
- [19] J.-P. TETIENNE, A. BOUSSEKSOU, D. COSTANTINI, R. COLOMBELLI, A. BABUTY, I. MOLDOVAN-DOYEN, Y. D. WILDE, C. SIRTORI, G. BEAUDOIN, L. LARGEAU, O. MAUGUIN and I. SAGNES, *Injection of midinfrared surface plasmon polaritons with an integrated device*, Applied Physics Letters **97**, 211110 (2010).
- [20] J. DECOBERT, N. LAGAY, C. CUISIN, B. DAGENS, B. THEDREZ and F. LARUELLE, *MOVPE growth of AlGaInAs-InP highly tensile-strained MQWs for 1.3 μ m low-threshold lasers*, Journal of Crystal Growth **272**, 543 (2004).
- [21] *COMSOL : Multiphysics Finite Element Analysis Simulation Software*, [Online]. Available : <http://www.comsol.com/products/multiphysics/>.
- [22] 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*, IEEE, Journal of Quantum Electronics **48**, 73 (2012).

RÉFÉRENCES

- [23] J.-P. TETIENNE, A. BOUSSEKSOU, D. COSTANTINI, Y. D. WILDE and R. COLOMBELLI, *Design of an integrated coupler for the electrical generation of surface plasmon polaritons*, Opt. Express **19**, 18155 (2011).
- [24] D. COSTANTINI, L. GREUSARD, A. BOUSSEKSOU, R. RUNGSAWANG, T. P. ZHANG, S. CALLARD, J. DECOBERT, F. LELARGE, G.-H. DUAN, Y. DE WILDE and R. COLOMBELLI, *In Situ Generation of Surface Plasmon Polaritons Using a Near-Infrared Laser Diode*, Nano Letters **12**, 4693 (2012).
- [25] A. BOUSSEKSOU, Y. CHASSAGNEUX, J. R. COUDEVILLE, R. COLOMBELLI, C. SIRTORI, G. PATRIARCHE, G. BEAUDOIN and I. SAGNES, *Surface-plasmon distributed-feedback quantum cascade lasers operating pulsed, room temperature*, Applied Physics Letters **95**, 091105 (2009).