THÈSE

pour obtenir le grade de Docteur de
L'Université de Lille (École doctorale ENGSYS-632)
Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) **et de l'Université Moulay Ismaïl** (École doctorale CEDoc-SFA)
Laboratoire d'Optique, du Traitement de l'Information, de Mécanique, d'Énergétique et d'Électronique (OPTIMEE)

Présentée par **Oumaima HAIDAR**
Discipline : Physique
Spécialité : Electronique, Photonique

Thème :

Nanostructures périodiques induisant des états d'interface Tamm plasmoniques pour des applications en détection optique

---

Soutenue le 21 juillet 2025 devant le jury composé de :

Rapporteurs :
- **Nordin FELIDJ** – Professeur des universités, Université Paris-Diderot
- **Noama OUCHANI** – Professeure des universités, Université Sidi Mohamed Ben Abdellah de Fès
- **Rajaa RHANIM** – Maîtresse de conférences habilitée, Université Moulay Ismail de Meknès

Examinateurs :
- **El Houssaine EL BOUDOUTI** – Professeur des universités, Université Mohammed Premier d'Oujda, Président du jury
- **Abdelkrim KHELIF** – Directeur de recherche, CNRS, Besançon

Co-encadrant :
- **Yannick DUSCH** – Maître de conférences, École Centrale de Lille

Directeur de thèse :
- **Abdellatif AKJOUJ** – Professeur des universités, Université de Lille

Co-directeur de thèse :
- **Abdellah MIR** – Professeur des universités, Université Moulay Ismail Meknès

Invité :
- **Abdelkrim TALBI** – Professeur des universités, École Centrale de Lille

Table des matières

Résumé **5**

Remerciements **7**

Introduction générale **9**

1 Résonances plasmoniques pour la détection optique : contexte et positionnement **13**
1.1 Introduction 13
1.2 Réponse optique des métaux 14
1.3 Plasmons dans les métaux : oscillations de volume et de surface 19
1.4 Résonances plasmoniques pour la détection optique 22
1.4.1 Plasmons localisés (LSPR) 24
1.4.2 Plasmons de surface propagatifs (SPP) 30
1.5 Plasmons de Tamm pour la détection optique : état de l'art et positionnement de notre travail 34
1.5.1 États de Tamm et défis pour la détection optique 34
1.5.2 Approches pour repousser les limites des TP en détection 35
1.5.3 Positionnement de notre contribution 40
1.6 Perspectives d'élargissement thématique 41
1.7 Outils numériques 45
1.8 Conclusion 46

2 Étude des états d'interface de Tamm : couplage entre la périodicité verticale du DBR et la périodicité horizontale d'un réseau nanostructuré **47**
2.1 Introduction 47
2.2 États de Tamm induits par une couche de métal déposée sur un DBR fini 48
2.2.1 Réseau de Bragg 48
2.2.1.1 Origine de la bande interdite photonique 50
2.2.1.2 Influence de l'angle d'incidence sur la bande interdite photonique 52
2.2.1.3 Influence du nombre de périodes 52
2.2.2 Plasmons de Tamm conventionnels 55
2.2.2.1 Caractéristiques de la résonance des plasmons de Tamm 55
2.2.2.2 Influence de l'épaisseur de la couche d'or 60
2.3 États de Tamm induits par un réseau nanostructuré 62

2.3.1 Étude de la structure de Tamm sans matériaux poreux 62
2.3.1.1 Origine physique des modes induits par le réseau nanostructuré 62
2.3.1.2 Impact des caractéristiques géométriques du réseau nanostructuré 68
2.3.2 Structure Tamm contenant des matériaux poreux 74
2.3.2.1 Modèle théorique des matériaux poreux 74
2.3.2.2 Structure de Tamm avec une partie poreuse de la dernière couche de Si_3N_4 75
2.3.2.3 Structure Tamm avec une couche poreuse de Si_3N_4 . . 77
2.3.2.4 Structure Tamm avec une couche de Si poreux 82
2.4 Conclusion 86

3 Fabrication expérimentale et stratégie d'excitation des modes de Tamm induits par le réseau nanostructuré métallique 89
3.1 Introduction 89
3.2 Fabrication et caractérisation des structures de Tamm 90
3.2.1 Techniques de fabrication 90
3.2.2 Bande interdite photonique et mode de Tamm conventionnel . . 91
3.2.3 Fabrication du réseau métallique nanostructuré 93
3.2.4 Caractérisation de la structure de Tamm à double période . . . 99
3.3 Excitation des modes air et métal par la face inférieure de la structure étudiée en insérant une cavité au milieu du réseau de Bragg 103
3.4 Conclusion 109

4 Étude de l'excitation des états de Tamm d'ordre supérieur à travers une cavité optique 111
4.1 Introduction 111
4.2 Cavité placée entre le métal et le réseau de Bragg 111
4.2.1 Conditions d'excitation des états de Tamm d'ordre supérieur . . 112
4.2.2 Choix des épaisseurs relatives à la cavité de SiO_2 113
4.2.3 Procédés de fabrication 115
4.2.4 Caractérisation expérimentale 116
4.2.5 État de Tamm d'ordre supérieur pour la détection 123
4.2.5.1 Détection des gaz 123
4.2.5.2 Détection des liquides 127
4.3 Cavité placée au milieu du réseau de Bragg 127
4.3.1 Modes de Tamm d'ordre supérieur induits par une couche métallique perforée pour la détection optique 131
4.4 Conclusion 136

Conclusion générale 137

Résumé

Les modes de Tamm plasmoniques (TP) sont des états électromagnétiques localisés à l'interface entre un réseau de Bragg unidimensionnel et une couche métallique. Ils se distinguent par un facteur de qualité élevé, nettement supérieur à celui des plasmons de surface. Cette caractéristique en fait des candidats intéressants pour des applications en détection optique. Cependant, dans les structures conventionnelles, l'analyte n'a pas un accès direct à la zone de confinement du champ électromagnétique, ce qui limite leur efficacité.

Cette thèse vise à optimiser l'utilisation des TP pour des capteurs optiques, en combinant simulations numériques et validations expérimentales. Une première approche consiste à introduire un réseau métallique nanostructuré, qui permet l'apparition de deux types de modes : un mode air, plus accessible à l'analyte, et un mode métal. L'introduction de matériaux poreux dans la dernière couche du réseau de Bragg permet d'accroître la sensibilité, avec un gain pouvant atteindre un facteur 10.

Pour éviter que la présence de l'analyte ne perturbe le chemin optique, une excitation par la face inférieure a été démontrée expérimentalement, en décalant spectralement les modes hors de la bande interdite. Une deuxième stratégie, explorée numériquement, repose sur l'intégration d'une cavité optique dans le réseau. Nous avons également étudié des états de Tamm d'ordre supérieur induits par une cavité placée entre le métal et le réseau, offrant un gain supplémentaire en sensibilité et en sélectivité. Enfin, pour faciliter l'introduction de l'analyte dans la zone de confinement, une structure avec des trous nanocylindriques intégrés dans le métal et la cavité a été proposée, et des résultats préliminaires de fabrication ont été obtenus.

Mots-clés : Plasmons de Tamm, réflecteurs de Bragg, facteur de qualité, facteur de mérite, capteurs d'indice de réfraction, matériaux poreux, sensibilité, états de Tamm d'ordre supérieur, réseaux de trous 2D.

Abstract

Tamm plasmon modes (TP), which are electromagnetic states localized at the interface between a one-dimensional Bragg reflector and a metal layer, exhibit a high quality factor, significantly exceeding that of conventional surface plasmons. This property makes them attractive candidates for optical sensing applications. However, in conventional structures, the analyte does not have direct access to the electromagnetic field confinement region, which limits their efficiency. This thesis aims to design and optimize TP-based plasmonic structures for sensing applications, by combining numerical simulations and experimental validation. A first approach involves introducing a nanostructured metallic grating, leading to the emergence of two distinct modes : an air mode, which is more accessible to the analyte, and a metal mode. The addition of porous materials in the last layer of the Bragg reflector enhances sensitivity, with an improvement factor reaching up to 10.

To prevent the analyte from disturbing the optical path of the incident wave, an excitation strategy from the bottom side was demonstrated experimentally by spectrally shifting the modes outside the photonic bandgap. A second strategy, studied numerically, is based on the insertion of an optical cavity within the Bragg stack. We also investigated higher-order Tamm states, induced by a cavity placed between the metal and the Bragg reflector, which further improve sensitivity and quality factor but present fabrication and integration challenges. To address this, a structure integrating nanocylindrical holes in the metal and cavity was proposed, and preliminary fabrication results were obtained.

Keywords : Tamm plasmons, Bragg reflectors, quality factor, figure of merit, refractive index sensors, porous materials, sensitivity, higher-order Tamm states, 2D nanohole arrays.

Remerciements

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mes chers encadrants, le Professeur Abdellah Mir et le Professeur Abdellatif Akjouj, pour leur encadrement, leur travail et leur disponibilité, y compris durant les week-ends et les vacances. Vous avez toujours été à mes côtés dans les moments difficiles et lors des blocages et je vous en suis profondément reconnaissante.

Je remercie également le Professeur Yannick Dusch, mon co-encadrant, pour sa disponibilité, sa bienveillance et son engagement dans nos discussions scientifiques et dans l'enseignement.

Je remercie chaleureusement le Professeur Abdelkrim Talbi. Travailler avec vous a été une grande fierté. Merci pour votre contribution à cette thèse et pour le temps que vous y avez investi. Je n'oublierai jamais nos réunions du dimanche. Vos remarques ont toujours été précieuses pour moi.

Je remercie sincèrement les rapporteurs de cette thèse, le Professeur Nordin Felidj, la Professeure Noama Ouchani et la Professeure Rajaa Rhanim, pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'évaluer ce travail et pour leurs remarques constructives.

Je suis également reconnaissante envers les examinateurs, le Professeur El Houssaine El Boudouti et le Professeur Abdelkrim Khelif, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce manuscrit et pour leurs commentaires enrichissants lors de la soutenance.

Je remercie mes collègues Mohamed El Barghouti, Baptiste Mathmann et Mohamed Boutghatin, pour le savoir-faire partagé ainsi que pour nos discussions enrichissantes.

Je tiens également à remercier l'ensemble de l'équipe Ephoni pour l'atmosphère saine et bienveillante qui règne au sein du groupe et tous mes collègues de Meknès avec qui j'ai passé ma première année de thèse.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à ma famille. Un très grand merci à mes parents, mon père Hamza et ma mère Malika, pour tout ce que vous avez fait et continuez de faire pour moi. Vos sacrifices et l'environnement dans lequel j'ai grandi m'ont toujours portée. Dans mes moments de faiblesse, vous avez été ma source de bonheur, comme une bougie éclairant mon chemin. Je vous aime profondément.

À mon cher frère Yassine, grâce à tes conseils et à ton orientation, j'ai pu parcourir ce chemin. Mille mercis.

À mon cher frère Ouahb, la fierté que je lisais dans tes yeux à chaque réussite a toujours été pour moi une grande source de motivation et de plaisir.

Je remercie ma grand-mère Aïcha pour ses prières et son amour. Je remercie également tous les membres de ma famille qui ont été présents à mes côtés dans les moments de besoin. Leur joie et leur affection m'ont toujours accompagnée dans mes réussites.

Enfin, je remercie la famille que j'ai choisie, mes copines de cœur. Chacune d'entre vous occupe une place particulière dans mon cœur. Je n'oublierai jamais les beaux moments partagés avec chacune. Vos gestes d'amitié et le soutien que vous m'avez apporté resteront gravés dans ma mémoire.

Introduction générale

Les modes de Tamm plasmoniques (TP) sont des états électromagnétiques qui apparaissent à l'interface entre une couche métallique et un réseau de Bragg unidimensionnel, appelé DBR pour Distributed Bragg Reflector. Introduits par Kaliteevski et al. [1], ils peuvent être excités aussi bien en polarisation transverse magnétique (TM) qu'en transverse électrique (TE), contrairement aux plasmons de surface propagatifs (SPP pour Surface Plasmon Polaritons), qui nécessitent un couplage externe (prisme ou réseau) et sont limités à la polarisation TM [2]. Leur première observation expérimentale a été réalisée par Sasin et al. [2].

Les TP apparaissent dans la bande interdite photonique du DBR et présentent un fort confinement du champ électrique à l'interface métal/DBR, avec une décroissance exponentielle à l'intérieur du super-réseau. Cette localisation du champ est à l'origine de leur facteur de qualité élevé [3, 4], nettement supérieur à celui des modes SPP ou des plasmons localisés (LSPR pour Localized Surface Plasmon Resonance), souvent limités par des pertes plus importantes. Toutefois, cette même localisation rend difficile l'accès direct de l'analyte à la zone de confinement. Dans les structures classiques à couche métallique pleine, l'analyte reste spatialement séparé du champ électromagnétique localisé, ce qui limite leur efficacité pour la détection.

En comparaison, les capteurs basés sur la résonance de plasmon de surface (SPR pour Surface Plasmon Resonance) ou sur les LSPR atteignent des sensibilités très élevées, jusqu'à 4000 nm/RIU [5], notamment grâce à une interaction directe entre le champ et l'analyte. Toutefois, ces résonances sont limitées par un facteur de qualité relativement faible [6, 7], ce qui a motivé le développement de nouvelles configurations [7, 8, 9], parmi lesquelles les TP occupent désormais une place importante.

Les modes de Tamm plasmoniques ont été explorés dans diverses applications optoélectroniques en raison de leur facteur de qualité élevé [10]. Ils ont notamment été utilisés pour améliorer l'absorption dans les cellules photovoltaïques organiques [11, 12], renforcer les effets d'interaction lumière-matière dans des dispositifs de photodétection [13], ou encore comme supports pour des structures non linéaires ou à propriétés topologiques [14, 15], ainsi que pour la détection optique [16].

Pour que les TP soient réellement efficaces dans ce dernier contexte, plusieurs stratégies ont été proposées afin de surmonter la contrainte liée à l'inaccessibilité de la zone de confinement du champ pour l'analyte. Parmi elles, on peut citer l'intégration de microcavités [17]. D'autres approches incluent les structures hybrides SPR–Tamm [18], ainsi que l'utilisation de réseaux de Bragg poreux [19], toutes visant à améliorer la sensibilité ou le confinement des modes TP.

C'est dans ce contexte que s'inscrit notre travail, qui vise à combiner différentes approches proposées dans la littérature pour optimiser les propriétés des modes TP dans

des dispositifs de détection. Notre objectif principal est d'améliorer à la fois le confinement énergétique des TP et l'accès de l'analyte à la zone de localisation du champ électromagnétique, afin d'accroître la sensibilité du dispositif. Nous nous intéressons également à la séparation entre la zone d'incidence de l'onde électromagnétique et la région contenant l'analyte, de manière à éviter toute perturbation du chemin optique par la présence de ce dernier.

Dans le chapitre 1, nous introduisons les concepts fondamentaux liés à la plasmonique, en présentant les différents types de résonances plasmoniques localisées et délocalisées, ainsi que des travaux récents appliqués à la détection optique. Nous abordons ensuite les modes de Tamm plasmoniques, en exposant les principales contributions proposées pour améliorer les performances des capteurs reposant sur ces modes. Enfin, nous positionnons notre propre approche, centrée sur l'amélioration des performances en détection optique à l'aide des TP, en particulier en ce qui concerne la sensibilité, le facteur de qualité, la facilité de fabrication et l'usage, et nous proposons des perspectives associées.

Le chapitre 2 est consacré à l'étude numérique des structures de Tamm, d'abord dans leur forme conventionnelle (couche métallique pleine), puis avec un réseau métallique périodique. Cette dernière configuration permet l'apparition de deux types de modes : un mode métal, dont l'énergie est localisée entre la couche métallique et le DBR, et un mode air, dont l'énergie est confinée entre l'air et le DBR. La particularité de ce second mode, par rapport aux modes de Tamm classiques, réside dans le fait que l'analyte n'est pas complètement isolé de la zone de confinement de l'énergie s'il est introduit du côté métallique, ce qui en fait un candidat prometteur pour la détection optique.
Une étude numérique a également été menée sur l'effet des différents paramètres géométriques de la structure sur les propriétés de ces modes, notamment en introduisant des matériaux poreux dans la dernière couche du DBR. Cette approche a permis de démontrer une amélioration notable de la sensibilité, avec un gain pouvant atteindre un facteur 10.

Dans le chapitre 3, nous présentons la fabrication expérimentale des réseaux de Bragg, des structures de Tamm conventionnelles, ainsi que des structures où le métal est nanostructuré en réseau de nanorubans périodiques, accompagnées de leurs résultats de caractérisation. Une structure avec réseau nanostructuré a permis d'observer clairement les modes air et métal. Pour aller plus loin, nous avons proposé une nouvelle géométrie permettant leur excitation par la face inférieure (côté substrat). Cette structure repose sur un décalage de la bande interdite photonique du réseau de Bragg, ainsi qu'un choix approprié des paramètres géométriques du réseau métallique, de sorte que les modes air et métal puissent être excités en dehors de la bande interdite, ce qui les rend accessibles depuis le substrat.
Par ailleurs, nous avons également proposé, à travers une étude entièrement numérique, une autre stratégie d'excitation des modes TP par la face inférieure, reposant sur l'insertion d'une cavité optique au sein du réseau de Bragg. Cette approche vise à assurer un couplage efficace tout en conservant les propriétés des modes air et métal.

Enfin, le chapitre 4 étend ce concept en étudiant, numériquement et expérimentalement, les états de Tamm d'ordre supérieur induits grâce à une cavité optique placée entre le métal et le réseau de Bragg. Ces modes, plus confinés, présentent un facteur de qualité accru. Nous explorons également, par simulation, une structure de Tamm comportant une cavité insérée au milieu du DBR, permettant l'apparition de modes d'ordre supérieur fortement localisés, à titre de comparaison avec la configuration à cavité placée entre le métal et le DBR. Nous proposons enfin l'intégration de trous nanocylindriques dans une structure de Tamm avec cavité centrale, afin de permettre l'entrée directe de l'analyte dans la zone de confinement. Des démonstrations de détection de gaz et de liquides sont présentées.

Chapitre 1

Résonances plasmoniques pour la détection optique : contexte et positionnement

1.1 Introduction

L'étude de l'interaction entre la lumière et les métaux remonte à plusieurs siècles, bien avant que le terme « plasmon » ne soit formellement défini. Dès 1857, Michael Faraday observait déjà les propriétés optiques spécifiques des colloïdes métalliques, en particulier de l'or, notant des changements de couleur attribués aujourd'hui à des phénomènes plasmoniques [20]. Un exemple encore plus ancien est la coupe de Lycurgue (figure 1.1), un artefact romain datant du IV^{e} siècle, dont la couleur change selon la direction de l'éclairage, un effet que l'on comprend aujourd'hui comme résultant de résonances plasmoniques localisées [21]. De manière similaire, les vitraux des églises médiévales, tels que celui représenté en figure 1.2, tirent leurs couleurs de nanoparticules métalliques incorporées dans la matrice vitreuse. Ces vitraux illustrent comment des procédés empiriques ont permis d'exploiter intuitivement des effets physiques aujourd'hui modélisés avec précision.

C'est au début du XX^{e} siècle que Gustav Mie développe une théorie analytique de la diffusion de la lumière par des particules métalliques sphériques, jetant ainsi les bases théoriques de la plasmonique moderne [22]. L'émergence des nanotechnologies dans les années 1990 a ensuite permis le développement de nombreuses applications optiques, notamment dans le domaine des capteurs [23].

Ce contrôle précis de la lumière à l'échelle nanométrique a donné naissance à une nouvelle génération de capteurs optiques, exploitant les propriétés uniques des structures plasmoniques et nanophotoniques. Ces capteurs bénéficient de l'interaction entre la lumière et la matière à l'échelle sub-longueur d'onde, permettant de détecter des variations infimes de l'environnement, parfois jusqu'au niveau moléculaire [24, 25].

Le principe de la détection optique repose sur plusieurs phénomènes fondamentaux : absorption, diffusion, réflexion ou transmission. Exploités de façon contrôlée, ils permettent de concevoir des dispositifs sensibles à différentes grandeurs physiques, comme la température [26], la pression [27, 28], mais aussi à des variations chimiques [29] ou biologiques [24]. Ces changements sont détectés en observant leur impact sur certaines

propriétés optiques du milieu, notamment l'indice de réfraction. Parmi les approches optiques existantes, celles basées sur les résonances plasmoniques offrent une sensibilité élevée adaptée à des usages variés dans les domaines biomédical, environnemental et industriel. Cependant, il existe plusieurs types de résonances plasmoniques, chacune présentant ses avantages et ses limitations. Dans ce chapitre, nous présentons les principales catégories de résonances, avant d'exposer les raisons qui ont motivé notre choix de nous concentrer plus spécifiquement sur les modes de Tamm. Nous évoquerons également d'autres approches et travaux récents qui, bien qu'orientés différemment, offrent des perspectives intéressantes dans la détection optique.



FIGURE 1.1 – Coupe de Lycurgue (IV^{e} siècle), exposée au British Museum.

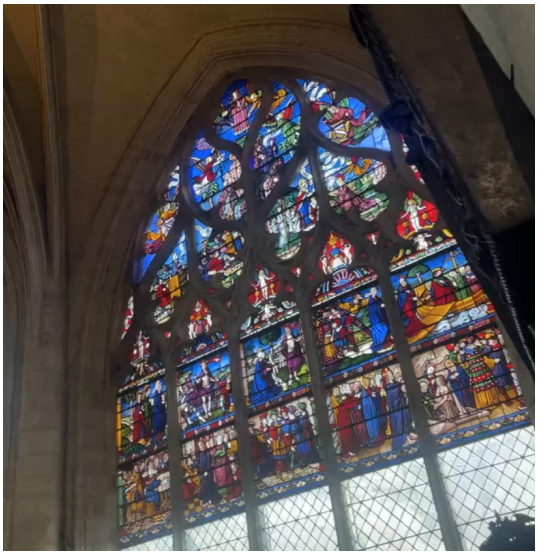


FIGURE 1.2 – Photographie personnelle d'un vitrail de la cathédrale Saint-Pierre-et-Saint-Paul de Troyes, prise lors du workshop MNO2023.

1.2 Réponse optique des métaux

Les métaux sont des matériaux qui se distinguent par leur capacité à interagir fortement avec les champs électromagnétiques, en particulier dans les domaines visible et infrarouge. Cette interaction est principalement due à la présence d'électrons libres, dont le comportement collectif peut être modélisé par une permittivité complexe dépendante de la fréquence. Le modèle de Drude permet de décrire cette réponse en considérant les électrons de conduction comme un gaz libre soumis à des collisions. Il rend compte de la variation spectrale de la permittivité et explique l'apparition d'une partie réelle négative à certaines fréquences, condition nécessaire à l'excitation des résonances plasmoniques [30]. Dans ce cadre, la permittivité diélectrique complexe des métaux peut être exprimée, selon le modèle de Drude, sous la forme suivante [31] :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\Gamma} \tag{1.2.1}$$

ε_∞ représente la contribution effective des électrons liés à haute fréquence, bien qu'ils ne soient pas modélisés de manière détaillée à ce stade. Et ω_p est la pulsation plasma, définie par :

$$\omega_p^2 = \frac{N_e e^2}{\varepsilon_0 m^*} \tag{1.2.2}$$

où N_e est la densité d'électrons libres, e la charge élémentaire de l'électron, ε_0 la permittivité du vide, et m^* la masse effective des électrons. Le paramètre Γ correspond au taux d'amortissement, lié au temps de relaxation des électrons libres.

D'après l'équation (1.2.1), la réponse optique d'un métal varie fortement selon la fréquence de l'onde électromagnétique incidente. Lorsque cette fréquence est inférieure à la pulsation plasma ($\omega < \omega_p$), la permittivité diélectrique devient alors négative, ce qui empêche la propagation de l'onde à l'intérieur du métal. Ce dernier se comporte alors comme un miroir.

Lorsque la fréquence approche la pulsation plasma ($\omega \approx \omega_p$), la permittivité tend vers zéro, ce qui correspond à une résonance collective des électrons libres dans le matériau. Ce régime particulier, également connu sous le nom de Epsilon-Near-Zero (ENZ), se caractérise par une phase quasi constante de l'onde et une forte uniformité du champ électrique [32].

Enfin, pour des fréquences supérieures à ω_p ($\omega > \omega_p$), la permittivité devient positive et le métal se comporte comme un diélectrique transparent, ce régime ne permet toutefois plus l'excitation de résonances plasmoniques.

Notons que le modèle de Drude ne prend en compte que les transitions intrabande, c'est-à-dire celles impliquant les électrons libres au sein de la bande de conduction. Il est donc particulièrement adapté aux domaines spectraux où la réponse optique est dominée par ces électrons libres, comme dans l'infrarouge, le térahertz ou les micro-ondes [33, 34]. Toutefois, la validité de ce modèle dépend également de la nature du métal et du domaine spectral considéré : par exemple, dans le cas de l'or, le modèle de Drude devient insuffisant dans le domaine visible en raison de la présence de transitions électroniques interbandes, dont l'énergie correspond typiquement à celles des photons dans cette gamme [35]. Pour mieux modéliser ce comportement, le modèle de Drude–Lorentz prend en compte la contribution des électrons de cœur en ajoutant des oscillateurs harmoniques, représentant les transitions interbandes [33, 36, 34].

La permittivité dans le cadre du modèle de Drude–Lorentz s'écrit alors [34, 36] :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\Gamma} + \sum_j \frac{f_j \omega_{p,j}^2}{\omega_{0,j}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_j}. \tag{1.2.3}$$

Dans cette expression, les deux premiers termes correspondent à ceux du modèle de Drude. Le troisième terme introduit une somme d'oscillateurs harmoniques de Lorentz, chacun modélisant une transition interbande. Chaque oscillateur est défini par une force d'oscillateur f_j, une pulsation plasma partielle $\omega_{p,j}$, une fréquence propre de résonance $\omega_{0,j}$, et un terme d'amortissement Γ_j correspondant aux pertes associées à cette transition.

L'or et l'argent sont parmi les métaux les plus utilisés en plasmonique en raison de leurs excellentes propriétés optiques. L'argent offre les meilleures performances grâce à

sa faible absorption dans le visible, mais il est sensible à l'oxydation [37, 38]. L'or se distingue par sa stabilité chimique et sa facilité de fabrication, ce qui en fait un choix privilégié dans de nombreuses applications, notamment en milieu biologique [39, 40].

Les oxydes métalliques tels que WO_{3-x}, $W_{18}O_{49}$ ou MoO_3 [41, 42], ainsi que des structures hybrides comme Ag/ZnO ou Au/ZnO [43], constituent également des alternatives prometteuses. Ces systèmes tirent parti de mécanismes plasmoniques, souvent renforcés par la présence de défauts structuraux ou de liaisons métal–semi-conducteur.

Les nitrures métalliques, tels que TiN et ZrN, ont également été étudiés pour leurs propriétés plasmoniques, en particulier en comparaison avec l'or [44]. La figure 1.3 présente l'évolution des parties réelle (a) et imaginaire (b) de la permittivité de ces trois matériaux en fonction de la longueur d'onde. On constate que l'or présente une partie réelle plus négative dans le domaine visible, ainsi qu'une partie imaginaire plus faible, ce qui en fait un excellent candidat pour l'amplification du champ proche. En revanche, TiN et ZrN, bien que plus dissipatifs, se distinguent par une stabilité thermique nettement supérieure. Cette propriété, combinée à leur compatibilité avec des procédés de microfabrication avancés, en fait des alternatives intéressantes pour des dispositifs plasmoniques intégrés fonctionnant dans des environnements exigeants.

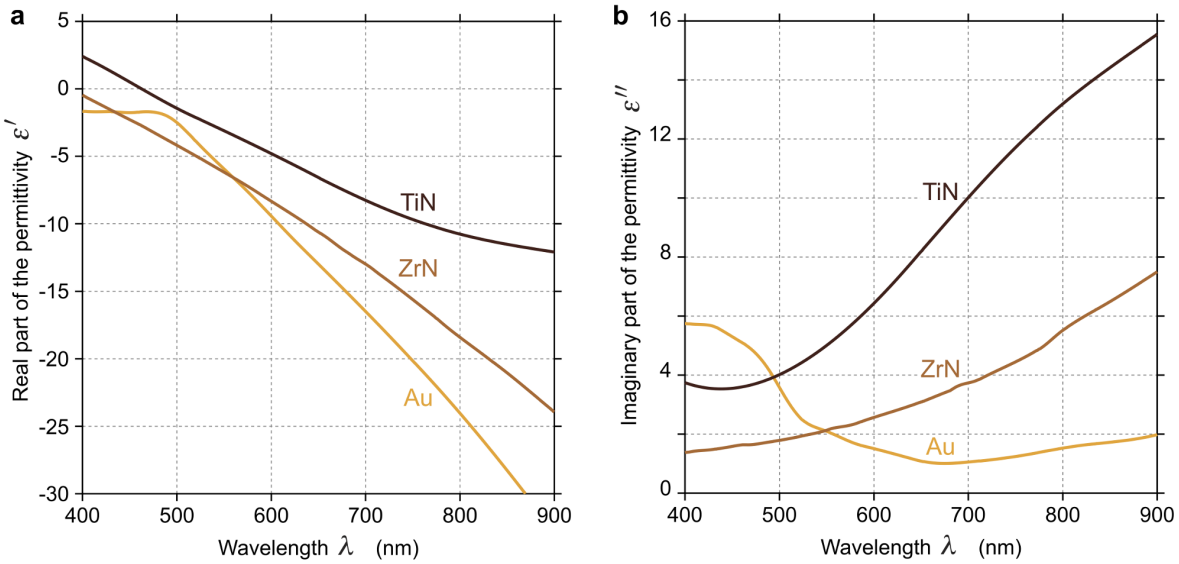


FIGURE 1.3 – Parties réelle (a) et imaginaire (b) de la permittivité des matériaux Au, TiN et ZrN en fonction de la longueur d'onde. Figure extraite de [44].

Par ailleurs, l'intégration de matériaux diélectriques comme le $BaTiO_3$ sur une couche d'or permet d'amplifier l'exaltation du champ électrique [45, 46].

D'autre part, le dioxyde de vanadium VO_2 subit une transition de phase autour de 68 °C, au cours de laquelle il passe d'un état semi-conducteur à un état métallique. Ce changement d'état modifie profondément ses propriétés optiques et peut induire un comportement plasmonique dans l'infrarouge [47]. En dessous de cette température, le VO_2 se trouve dans une phase semi-conductrice (SC), de structure monoclinique, avec une faible densité d'électrons libres et donc une absorption optique limitée. Au-dessus de 68 °C, il adopte une structure tétragonale caractéristique de la phase métallique, marquée par une densité électronique accrue et l'apparition d'une permittivité néga-

tive partielle. La figure 1.4 illustre cet effet à travers les variations d'absorption et de réflexion optique, révélant la zone spectrale où les plasmons sont activés thermiquement.

En plus des matériaux à transition de phase, certains matériaux bidimensionnels, comme le graphène peuvent supporter des résonances plasmoniques, notamment dans le domaine de l'infrarouge, grâce à leur densité électronique modulable [48]. En particulier, les structures en graphène double couche permettent d'obtenir une intensité plasmonique élevée, comme l'illustre la figure 1.5.

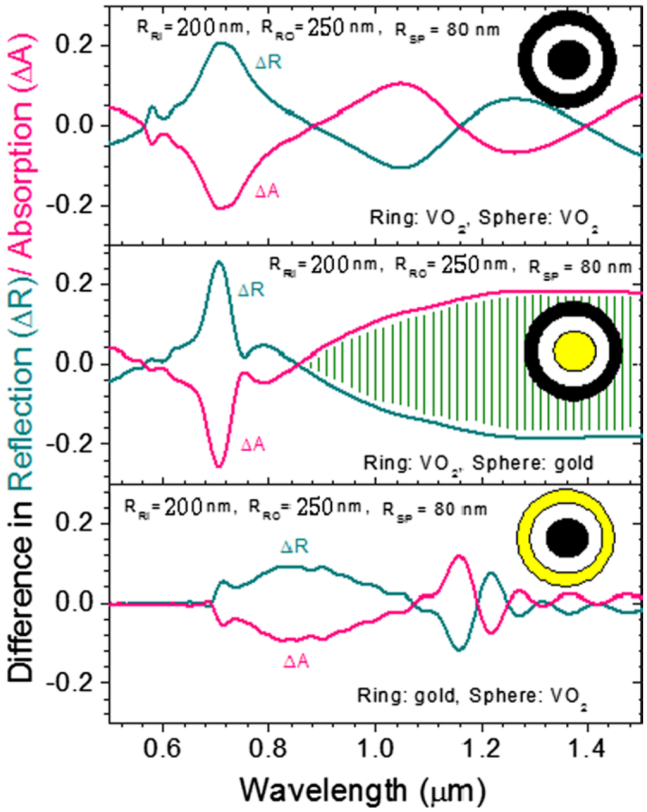


FIGURE 1.4 – Effet de la transition de phase du VO_2 (autour de 68 °C) sur la réponse optique plasmonique pour différentes géométries de matériaux. Les courbes montrent la différence d'absorption et de réflexion entre la phase métallique et la phase semiconductrice du VO_2. Dans la configuration supérieure (anneau VO_2 + sphère Or), un pic marqué de la différence d'absorption apparaît entre 750 et 850 nm, indiquant l'activation d'une résonance plasmonique thermique dans cette bande spectrale, propre à la phase métallique du VO_2. Figure adaptée de [49, 50].

Au-delà de leur capacité intrinsèque à induire des plasmons, les matériaux 2D peuvent être intégrés dans des architectures hybrides, en interaction avec des nanostructures métalliques, afin de moduler plus finement la réponse optique. Dans la figure 1.6, la présence d'une couche de graphène déposée sur des spots d'or permet à la fois d'amplifier le signal Raman, grâce à l'effet SERS (Surface-Enhanced Raman Scattering), et de renforcer le champ électrique à l'interface [51]. Ce double effet conduit à une résonance plasmonique plus nette, plus intense, et donc mieux définie.

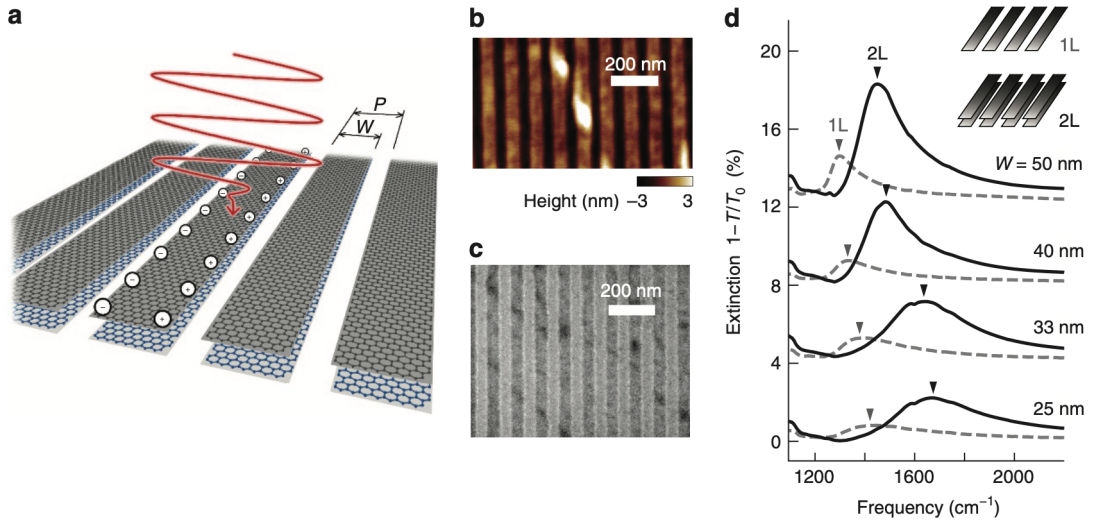


FIGURE 1.5 – Résonances plasmoniques infrarouges renforcées dans des nanorubans de graphène double couche, comparées à une couche simple.
Figure adaptée de Yan et al., 2012 [48].

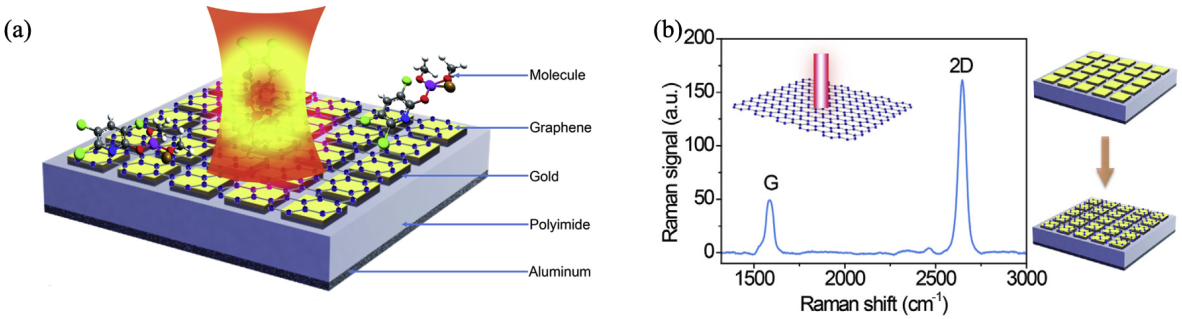


FIGURE 1.6 – (a) Schéma de la structure où une couche de graphène est déposée sur un réseau de nanostructures métalliques en or. (b) Spectre Raman confirmant la présence du graphène, avec amplification du signal. Figure adaptée de Xu et al., 2019 [52].

Le choix des matériaux plasmoniques repose sur un compromis entre les propriétés optiques recherchées, les contraintes de fabrication, la stabilité des matériaux et les coûts. Ces critères varient fortement selon l'application ciblée.

1.3 Plasmons dans les métaux : oscillations de volume et de surface

Les plasmons sont des oscillations collectives des électrons libres dans un métal. Selon la géométrie du système et le type d'excitation, ces oscillations peuvent se manifester soit dans le volume du matériau, soit à sa surface. Les plasmons de surface peuvent être excités par un champ électromagnétique sous certaines conditions, tandis que les plasmons de volume sont excités par des perturbations de nature longitudinale [53], telles qu'un faisceau d'électrons, un champ électrostatique localisé ou une interaction inélastique [53, 54, 55].

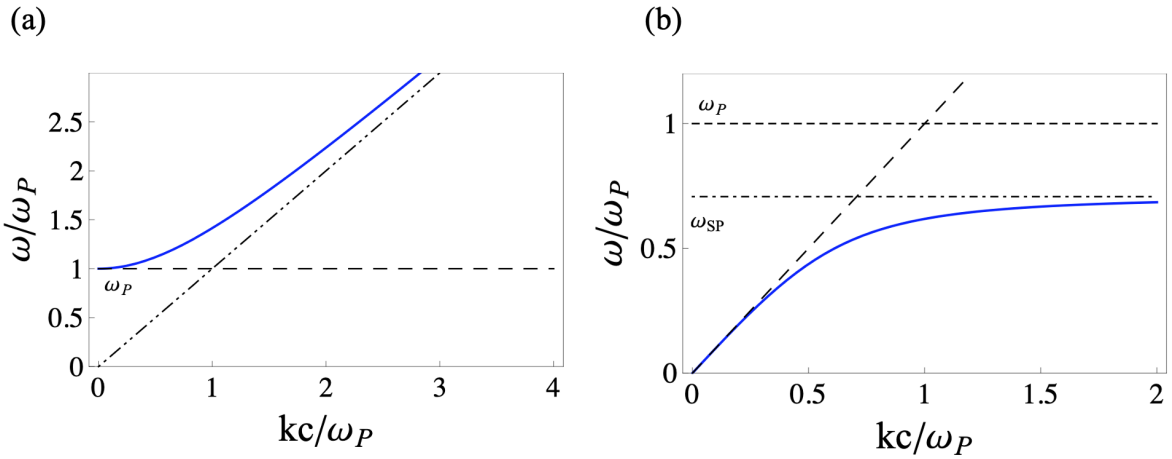


FIGURE 1.7 – Courbes de dispersion des plasmons de volume (a) et de surface (b), normalisées à ω_p. Figure adaptée de [56].

La dispersion des plasmons dans les métaux permet de distinguer deux types de modes : les plasmons de volume et les plasmons de surface (SPP), dont les courbes caractéristiques sont illustrées dans la figure 1.7, respectivement en (a) et (b). Dans le cas des plasmons de volume, la relation de dispersion $\omega^2 = \omega_p^2 + (kc)^2$ [56] montre que leur fréquence est toujours supérieure à ω_p. De plus, leur nature longitudinale empêche un couplage direct avec les ondes électromagnétiques transversales. À l'inverse, les plasmons de surface (SPP), confinés à l'interface métal/diélectrique, présentent une dispersion asymptotique vers une fréquence $\omega_{\mathrm{SP}} < \omega_p$ (figure 1.7b), avec un vecteur d'onde situé en dehors du cône de lumière. Leur excitation nécessite un dispositif de couplage spécifique, en raison du décalage entre leur vecteur d'onde et celui de la lumière incidente.

On observe également une zone interdite de propagation électromagnétique entre ω_{SP} et ω_p. Cette bande interdite peut, sous certaines conditions, supporter des états plasmoniques localisés, tels que les modes de Tamm, lorsqu'un miroir de Bragg est conçu pour y ouvrir un gap optique, ou des états topologiques, résultant d'un contraste topologique entre deux milieux [57].

Afin de mieux comprendre les caractéristiques des SPP évoquées précédemment, la figure 1.8 en présente une illustration schématique (a) accompagnée de sa courbe de dispersion (b). Les modes SPP se propagent parallèlement à l'interface et sont caractérisés par un vecteur d'onde k_x. La courbe de dispersion, présentée dans la figure, peut être

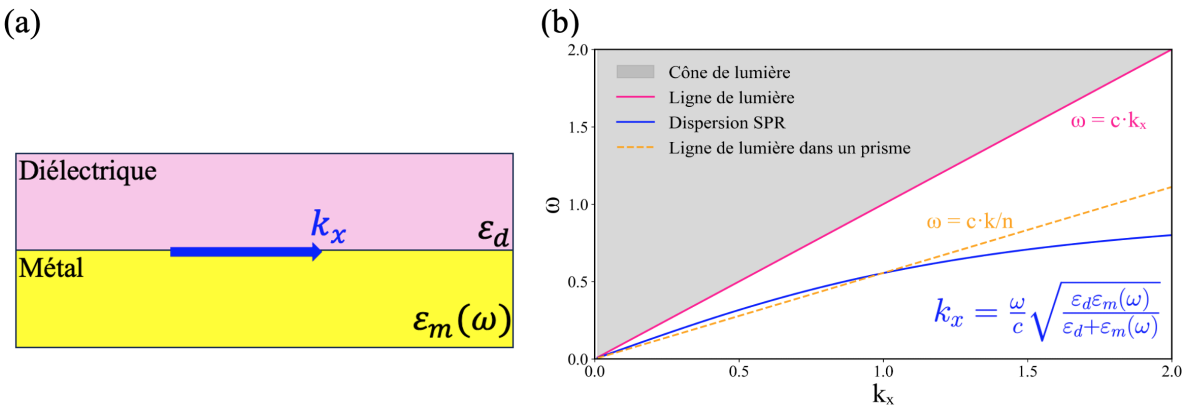


FIGURE 1.8 – (a) Schéma d'un plasmon de surface à l'interface métal/diélectrique, illustrant la propagation du mode avec le vecteur d'onde k_x. (b) Courbe de dispersion du SPP correspondant.

obtenue en résolvant les équations de Maxwell dans chacun des deux milieux, puis en appliquant les conditions de continuité aux champs tangents à l'interface, notamment les champs électrique et magnétique. Cette analyse conduit à l'expression analytique de la relation de dispersion reliant k_x et ω, propre au mode SPP [58]. Elle montre que les plasmons de surface se situent au-delà de la ligne de lumière ($\omega = ck$), dans une région inaccessible aux photons libres. Cela implique qu'un couplage direct avec une onde électromagnétique incidente n'est pas possible.

Pour le rendre possible, il est nécessaire de réduire la pente de l'onde incidente dans le diagramme de dispersion de la figure 1.8(b), autrement dit d'augmenter la composante parallèle de son vecteur d'onde à l'interface. Cela permet à cette projection sur l'interface métal/diélectrique de devenir exactement égale au vecteur d'onde des plasmons.

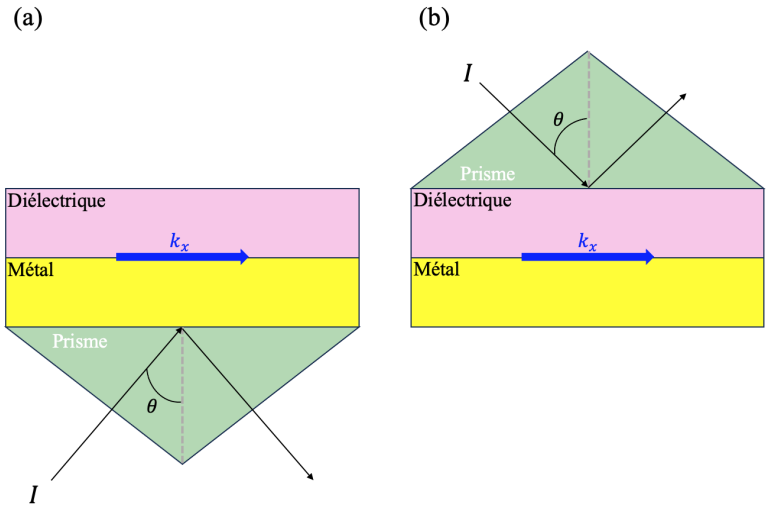


FIGURE 1.9 – Configurations de couplage de l'onde incidente avec les plasmons de surface. (a) Configuration de Kretschmann. (b) Configuration d'Otto. Le vecteur d'onde k_x indique la direction de propagation du plasmon de surface.

Cela peut se réaliser à l'aide d'un prisme (configuration de Kretschmann ou d'Otto),

comme illustré dans la figure 1.9. Dans ces deux configurations, l'idée est de générer une onde évanescente ayant une composante parallèle suffisamment grande pour permettre le couplage avec les plasmons de surface à l'interface métal/diélectrique.

Dans la configuration de Kretschmann, représentée dans la figure 1.9(a), l'onde incidente provenant du prisme est réfléchie sur une fine couche métallique, et un champ évanescent se forme dans le métal. Si cette couche est suffisamment mince, ce champ peut atteindre l'interface métal/diélectrique et exciter des plasmons de surface.

Dans la configuration d'Otto (figure 1.9(b)), le métal est séparé du prisme par une couche diélectrique. La réflexion totale se produit à l'interface prisme/diélectrique lorsque l'indice du prisme est plus élevé que celui du diélectrique et que l'angle d'incidence dépasse l'angle critique. Cela génère une onde évanescente dans la couche diélectrique, qui peut atteindre le métal et exciter un plasmon.
Dans les deux cas, l'indice de réfraction du prisme doit être supérieur à celui du diélectrique afin de fournir un vecteur d'onde parallèle suffisamment grand pour atteindre celui du plasmon de surface. La résonance des plasmons de surface SPR n'est observée que pour un angle d'incidence bien déterminé, lorsque la condition de couplage est exactement satisfaite [58].

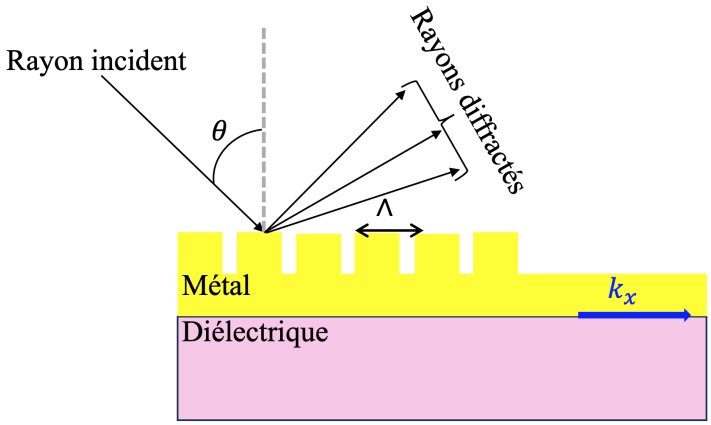


FIGURE 1.10 – Schéma du couplage des plasmons de surface à l'aide d'un réseau unidimensionnel.

L'utilisation d'un réseau unidimensionnel permet également d'exciter les plasmons de surface. La périodicité du réseau introduit un vecteur réciproque $G = \frac{2\pi}{\Lambda}$, où Λ est la période du réseau. Celui-ci vient s'ajouter (ou se retrancher) au vecteur d'onde incident selon la relation [59] :

$$k_x^{\text{eff}} = k_x^{\text{incident}} \pm mG \quad (\text{avec } k_x^{\text{incident}} = \frac{\omega}{c}\sin\theta).$$

L'onde incidente interagit ainsi avec la surface structurée périodiquement, générant plusieurs ordres de diffraction. Le vecteur d'onde parallèle de l'un de ces ordres peut correspondre à celui du plasmon de surface, ce qui permet son excitation résonante. Ce mécanisme rend possible le couplage avec le mode SPP sans recourir à un prisme. Par ailleurs, l'ordre de diffraction permettant de satisfaire la condition de couplage peut être ajusté en fonction de la période Λ du réseau [58].

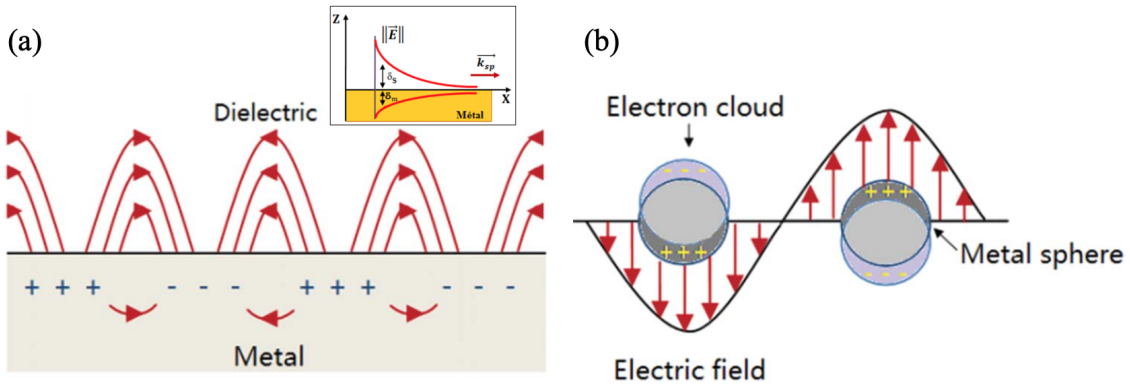


FIGURE 1.11 – Schéma comparatif des plasmons de surface délocalisés (a) et localisés (b). Figure adaptée de [60]. L'encadré en (a) est extrait de [61].

En plus des modes propagatifs à l'interface métal/diélectrique présentés précédemment, il existe une autre famille de plasmons de surface : les plasmons localisés (LSPR), représentés dans la figure 1.11(b). En (a), on retrouve un mode de surface de type SPP, qui se propage le long de l'interface métal/diélectrique, caractéristique d'un mode délocalisé. Le schéma principal illustre les lignes de champ associées à cette propagation, tandis que l'encadré met en évidence la décroissance exponentielle du champ électrique de part et d'autre de l'interface, caractéristique d'un mode délocalisé. En (b), c'est un mode localisé qui est représenté, associé à une nanoparticule métallique soumise à un champ électrique incident. Ce dernier induit une oscillation collective des électrons libres présents à la surface de la particule, formant un nuage électronique (electron cloud). Ce nuage oscille de façon cohérente, créant un champ électromagnétique fortement confiné autour de la particule. Contrairement aux SPP, ces modes ne se propagent pas, mais restent localisés dans l'espace.

1.4 Résonances plasmoniques pour la détection optique

Un capteur est un dispositif qui permet de détecter une grandeur physique, chimique ou biologique et de la convertir en un signal mesurable. Il repose en général sur deux éléments : un élément sensible, qui interagit avec l'environnement, et un transducteur, qui transforme cette interaction en signal exploitable. Dans le cas des capteurs plasmoniques, ce rôle est souvent assuré par une surface métallique ou une nanostructure capable de supporter une résonance plasmonique. Les variations locales de l'environnement, telles que l'adsorption de molécules, modifient les conditions de résonance et sont ainsi à l'origine du signal détecté. Dans le contexte de la biodétection, une couche fonctionnalisée spécifique (anticorps, ADN, aptamères, etc.) est généralement nécessaire pour assurer la reconnaissance sélective de l'analyte d'intérêt [24]. À l'inverse, pour la détection de gaz ou d'espèces chimiques simples, l'interaction directe entre les molécules et la surface métallique peut suffire, sans nécessiter d'élément sensible supplémentaire. Les modifications des conditions de résonance induites par l'interaction entre l'analyte et l'élément sensible doivent ensuite être détectées et analysées. Pour cela, différentes méthodes d'interrogation peuvent être envisagées (voir figure 1.12).

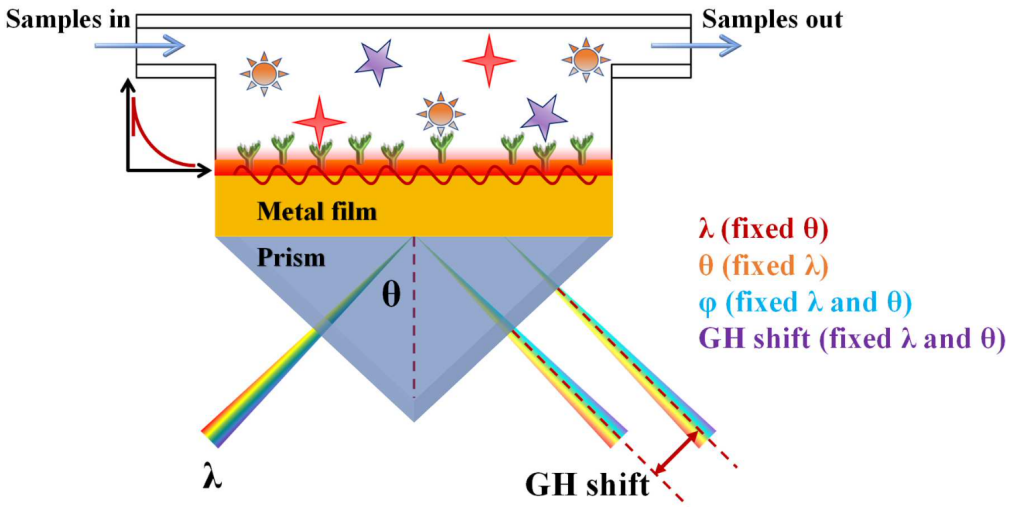


FIGURE 1.12 – Schéma illustrant différentes méthodes d'interrogation utilisées dans les capteurs SPR : interrogation spectrale (à angle fixé), angulaire θ (à longueur d'onde fixée), en phase φ (à longueur d'onde et angle fixées), et par décalage de Goos–Hänchen (GH shift). Figure adaptée de [62].

L'interrogation **spectrale** repose sur le suivi du déplacement du pic de résonance en longueur d'onde, et constitue l'une des approches les plus courantes dans les capteurs plasmoniques. L'interrogation **angulaire** consiste à détecter l'angle θ précis pour lequel la résonance se produit, notamment dans les configurations à prisme.
De plus, l'interrogation **en phase** s'appuie sur la mesure des variations de phase φ de l'onde réfléchie. Elle offre une sensibilité accrue, mais requiert des dispositifs de mesure spécifiques tels que l'ellipsométrie, qui mesure les variations de polarisation [63], ou des systèmes interférométriques de type Fabry–Perot [64] ou Mach–Zehnder [65]. Une autre approche consiste à mesurer le **décalage de Goos–Hänchen (GH shift)** [62], qui se manifeste par un léger déplacement latéral du faisceau réfléchi, généralement observé dans des conditions de réflexion totale. Ce décalage est directement lié à la dérivée de la phase par rapport à l'angle d'incidence, et s'exprime par cette relation : $\Delta_{\mathrm{GH}} = -\frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{d\phi}{d\theta}$.
Par ailleurs, l'interrogation **en intensité** mesure la variation du signal lumineux réfléchi ou transmis [66].
Le choix de la méthode d'interrogation dépend des performances recherchées, de la configuration du dispositif et des contraintes expérimentales.

Pour assurer une détection optimale, plusieurs critères fondamentaux doivent être réunis. La **sensibilité** correspond à la capacité du capteur à produire une variation mesurable du signal en réponse à une certaine quantité de l'espèce cible (analyte). La **résolution**, ou précision de mesure, définit la plus petite variation détectable de la grandeur mesurée, et dépend notamment du bruit du système et de la finesse de la réponse instrumentale. Le **temps de réponse** représente le délai nécessaire pour que le capteur atteigne un état stable après l'introduction de l'analyte, ce paramètre est cru-

cial pour les applications nécessitant un suivi en temps réel. L'**étendue de la mesure** désigne l'intervalle de concentrations sur lequel le capteur conserve une réponse stable, linéaire et reproductible. La **sélectivité**, quant à elle, traduit la capacité du dispositif à identifier spécifiquement l'espèce d'intérêt dans un environnement complexe. Enfin, des aspects tels que la **stabilité** dans le temps, la **reproductibilité** entre différents cycles de détection, ainsi que la **robustesse** face aux variations des conditions environnementales (température, pH, humidité, etc.) sont indispensables pour garantir des performances fiables et durables.

1.4.1 Plasmons localisés (LSPR)

Parmi les différentes configurations plasmoniques exploitées en détection optique, les plasmons localisés occupent une place particulière en raison de leur fort confinement spatial du champ électromagnétique à l'échelle nanométrique. Excités dans des nanoparticules métalliques sphériques ou anisotropes, ces modes ne nécessitent pas de mécanisme de couplage externe. Cette simplicité d'excitation, combinée à leur extrême sensibilité aux variations de l'indice de réfraction local, fait des LSPR un outil puissant pour la biodétection.

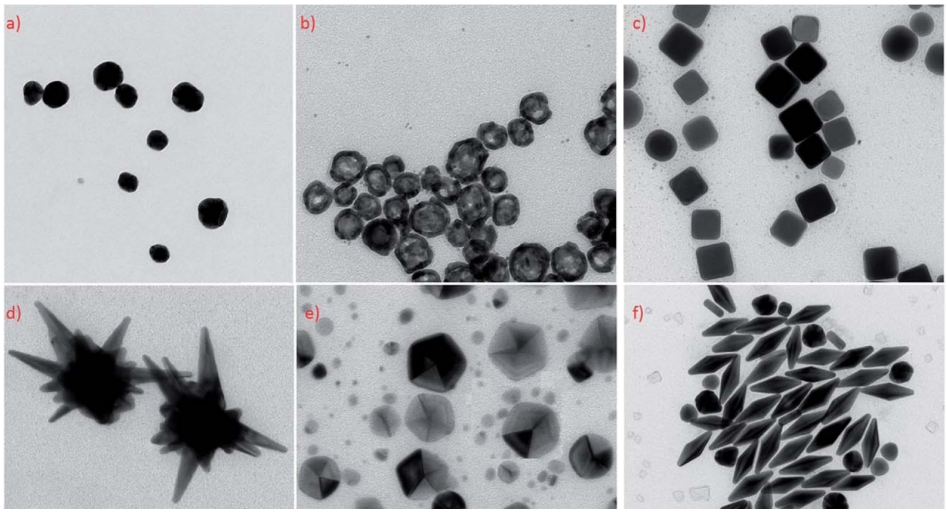


FIGURE 1.13 – Images TEM de différentes géométries de nanoparticules d'or et d'argent : (a) quasi-sphériques, (b) creuses, (c) cubiques, (d) nano-étoiles, (e) décahédriques et (f) bipyramides. Chaque morphologie présente des propriétés plasmoniques spécifiques influençant les performances de détection [67].

Afin d'optimiser les performances des capteurs LSPR, diverses géométries de nanoparticules ont été développées, chacune présentant des avantages spécifiques (Figure 1.13). Les nanoparticules quasi-sphériques offrent une bonne stabilité chimique et une réponse optique simple, adaptées aux applications standards. Les structures creuses permettent un réglage plus large de la bande plasmonique via l'épaisseur de leur paroi, utile pour des détections spectrales étendues. Les nanoparticules cubiques, par leurs arêtes marquées, favorisent une forte amplification locale du champ électromagnétique, tandis que les nano-étoiles génèrent des "hot spots" particulièrement intenses grâce à leurs pointes acérées, augmentant ainsi la sensibilité à de très faibles concentrations.

Les décahédres apportent une bonne stabilité cristalline et une forte résonance, et les bipyramides permettent un contrôle précis des modes plasmoniques longitudinaux et transversaux [67]. Au-delà de la nature des matériaux et de la géométrie globale, il est important de noter que la forme précise des nanoparticules influence directement les performances des capteurs, notamment en termes de sensibilité à l'indice de réfraction.

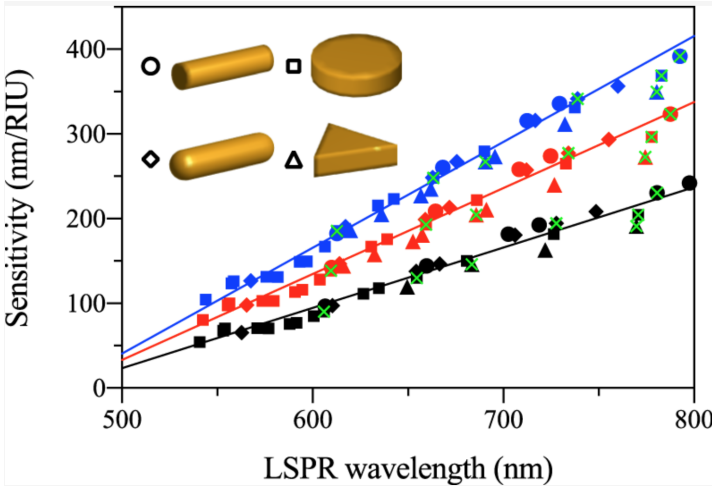


FIGURE 1.14 – Évolution de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde de résonance LSPR pour différentes géométries de nanoparticules : nanocylindres, nanodisques, nanorods et nanotriangles. Les résultats montrent une tendance linéaire entre la sensibilité et la longueur d'onde pour chaque morphologie, influencée par la géométrie et la dimension des nanoparticules. Les couleurs des courbes correspondent à différentes configurations géométriques, définies par le rapport entre la taille des nanoparticules et l'épaisseur de la couche d'analyte [68].

La figure 1.14 illustre la relation linéaire entre la sensibilité et la longueur d'onde de résonance pour différentes morphologies : nanocylindres, nanodisques, nanorods et nanotriangles. Selon les résultats de modélisation numérique, la sensibilité peut atteindre, voire dépasser 400 nm/RIU pour des structures optimisées résonant à des longueurs d'onde élevées. Cette corrélation directe entre géométrie, longueur d'onde et sensibilité constitue un critère clé pour le design optimisé des capteurs plasmoniques, en particulier pour la biodétection où une grande précision est nécessaire pour détecter de faibles variations de l'environnement local [68].

Parmi les différentes géométries explorées pour renforcer les performances des capteurs LSPR, les nano-étoiles d'or occupent une place particulière en raison de leur morphologie ramifiée, capable de concentrer localement le champ électromagnétique au niveau de leurs pointes. Une étude expérimentale propose un capteur basé sur ces nanostructures, comme illustré dans la figure 1.15. La figure (a) montre des images TEM des nano-étoiles, tandis que la modélisation 3D en (b) illustre leur structure complexe. La courbe (c) met en évidence l'impact du rapport d'aspect des branches (défini comme la hauteur divisée par la largeur de la base) sur la sensibilité du capteur. Une augmentation du rapport d'aspect, passant d'environ 0.6 à 2.5, permet d'améliorer la sensibilité du capteur plasmonique, passant d'environ 200 nm/RIU à près de 750 nm/RIU. Cette amélioration est directement liée à l'amplification du champ électromagnétique autour des pointes. Ces résultats soulignent le rôle crucial de la géométrie des nano-étoiles dans

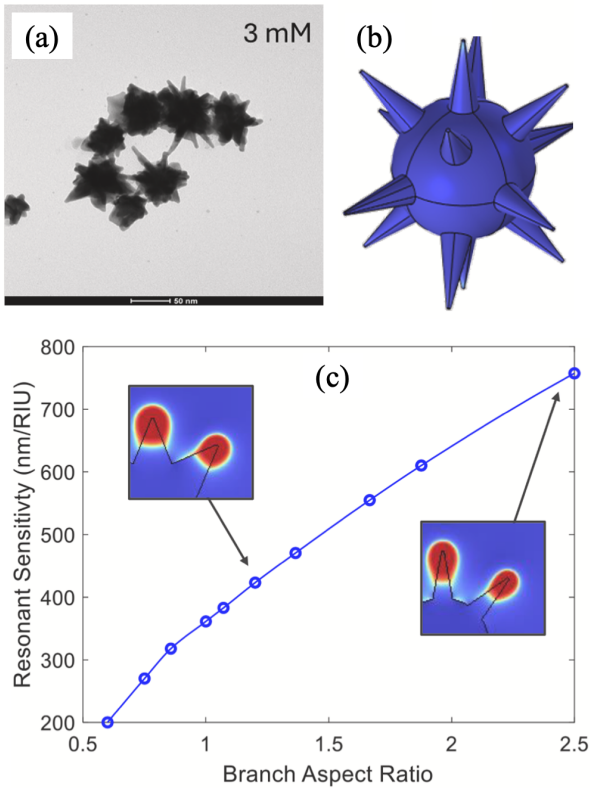


FIGURE 1.15 – (a) Image TEM (Microscopie Électronique en Transmission) des nano-étoiles d'or illustrant leur morphologie ramifiée. (b) Modélisation 3D d'un nanostar mettant en évidence la structure des branches. (c) Influence du rapport d'aspect des nano-étoiles sur la sensibilité du capteur plasmonique. Figure adaptée de [69]

l'optimisation des performances des capteurs plasmoniques.

Au-delà de l'optimisation de la géométrie des nanoparticules isolées, l'intégration de ces structures dans des dispositifs pratiques, tels que les capteurs à fibre optique, constitue une approche prometteuse pour exploiter pleinement les effets LSPR en bio-détection. Dans ce contexte, deux configurations ont été comparées : l'une utilisant uniquement des monomères (particules isolées) et l'autre exploitant des dimères (particules rapprochées), formés grâce à un traitement au benzenethiol destiné à réduire la répulsion électrostatique entre les particules.

La figure 1.16 illustre une vue schématique des deux configurations (monomères vs dimères) ainsi que la distribution associée du champ électrique. On observe que le champ est beaucoup plus confiné dans le cas des dimères, ce qui offre une meilleure sensibilité. Les graphes (a) et (b) présentent les spectres d'intensité pour différents indices de réfraction. Dans le cas des monomères, une seule bande de résonance est visible, tandis que les dimères montrent deux bandes distinctes, la seconde étant plus sensible aux variations d'indice. Enfin, la courbe d'étalonnage (c) met en évidence une meilleure réponse en configuration dimère pour la détection de la thyroglobuline, confirmant l'intérêt de cette configuration pour des mesures plus sensibles et plus fiables.

La combinaison de nanoparticules d'or avec des structures de dioxyde de silicium permet d'améliorer significativement la performance des capteurs LSPR. En particulier, les nanostructures en forme de champignon, constituées d'une base en SiO_2 surmontée

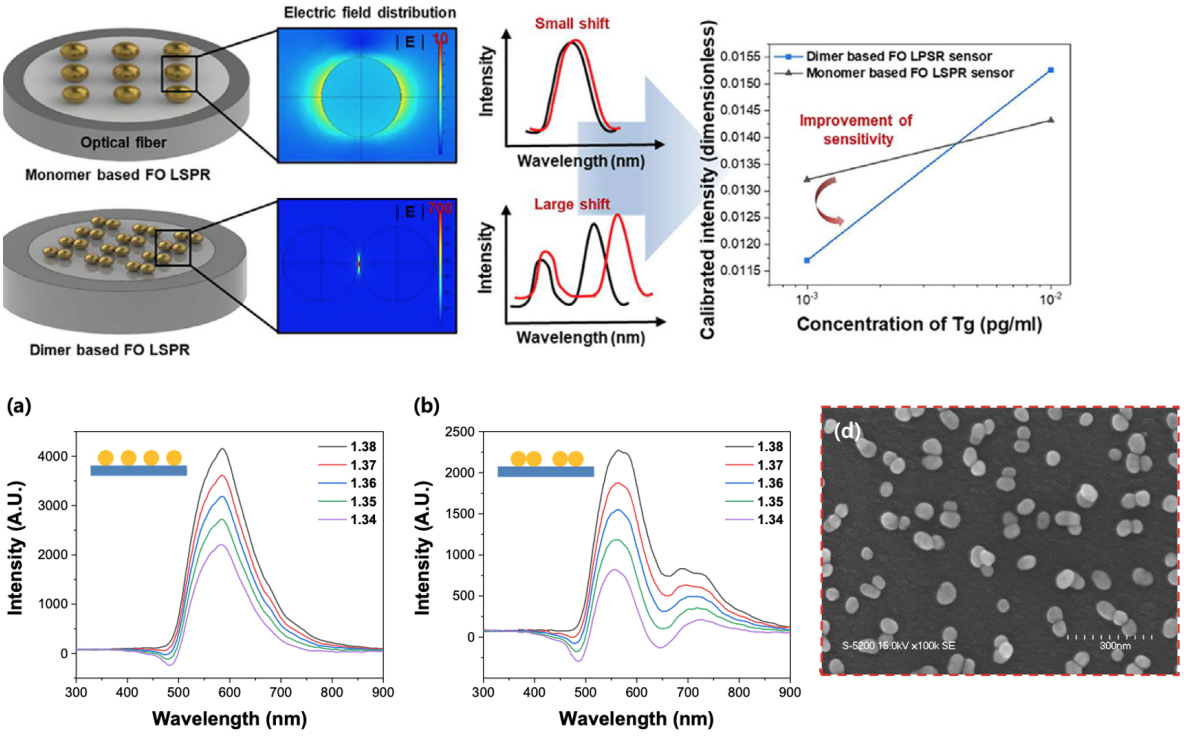


FIGURE 1.16 – Schéma comparatif entre les capteurs à base de monomères et de dimères de nanoparticules d'or immobilisées sur fibre optique. Spectres d'absorption pour différents indices de réfraction pour les structures à base de monomères (a) et de dimères (b). (c) (d) Image au microscope électronique à balayage (MEB) de la structure à base de nanoparticules dimériques. Figure adaptée de [70]

d'un chapeau d'or, favorisent un confinement du champ électromagnétique au plus près de la surface, ce qui améliore la détection de faibles variations de l'indice de réfraction. Comparées aux nano-île (NI) constitués uniquement d'amas d'or déposés sur le substrat, les nano-champignon (NM) offrent une meilleure localisation du champ et une plus grande sensibilité aux variations locales. Le processus de fabrication ainsi que le principe de détection basé sur ces structures sont illustrés dans la figure 1.17. La sensibilité de cette structure peut atteindre environ 90 nm/RIU, tout en assurant une bonne compatibilité avec des environnements biologiques complexes. Bien que cette sensibilité reste inférieure à celle de certaines nanostructures plus élaborées ou de réseaux ordonnés, ces substrats présentent l'avantage d'une grande stabilité, d'une bonne biocompatibilité et d'une intégration facile dans des dispositifs microfluidiques. Ils ont notamment permis la détection en temps réel de biomolécules telles que l'ADN, ainsi que l'analyse de biofluides comme l'urine humaine [71].

Pour résumer, les nanoparticules isolées utilisées pour la détection plasmonique sont généralement considérées comme des structures de dimension 0D, caractérisées par un confinement local du champ électromagnétique. Pour améliorer les performances des capteurs, notamment en termes de sensibilité et de répétabilité, le passage à des réseaux ordonnés sur une ou deux dimensions (1D ou 2D) a été exploré. La figure 1.18 illustre cette évolution structurale. Si les nanoparticules isolées permettent une flexibilité géométrique importante, les réseaux périodiques offrent une meilleure homogénéité de réponse et une plus grande stabilité de mesure. Toutefois, la fabrication de ces struc-

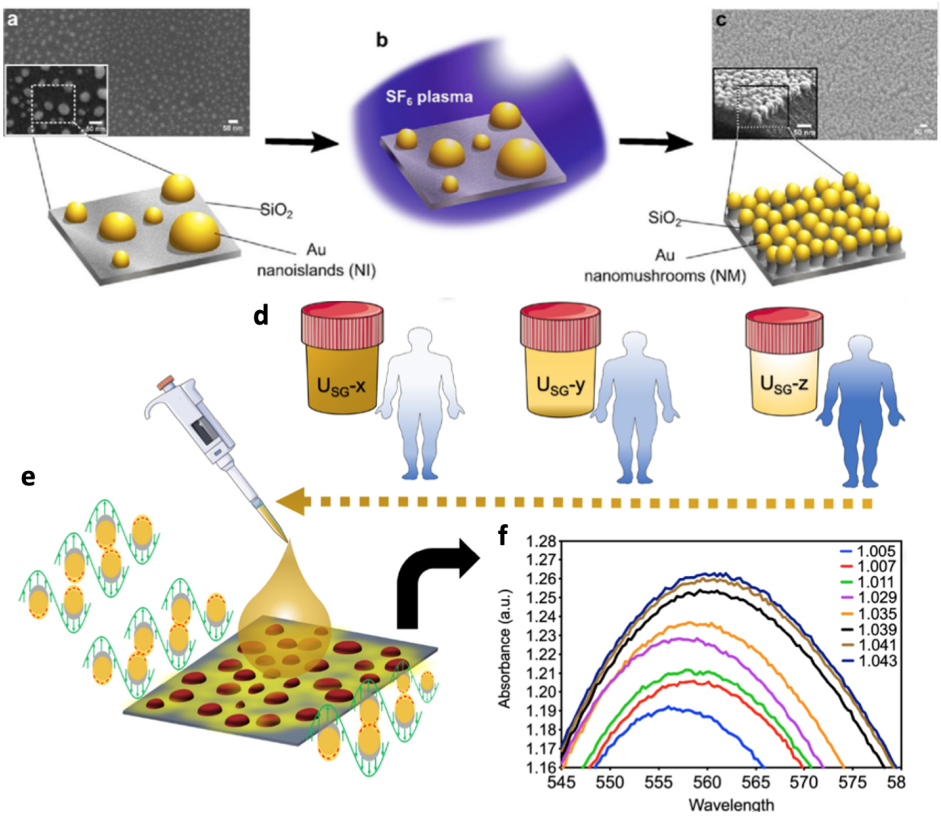


FIGURE 1.17 – Image MEB et illustration de la formation de nano-île (NI) (a) d'or sur un substrat de SiO_2, (b) gravure sous plasma SF_6 pour transformer les NI en nano-champignon (NM) ; (c) images MEB montrant les NM obtenus, (d) collecte d'échantillons de biofluides pour l'analyse, (e) principe de détection optique basé sur un substrat de NM, (f) évolution du spectre d'absorbance en fonction de l'indice de réfraction du milieu environnant. Figure adaptée de [71].

tures régulières repose sur des procédés complexes et coûteux tels que la lithographie électronique, la nanolithographie, ainsi que la gravure plasma ou ionique [72, 25]. À cela s'ajoutent les limites propres aux nanoparticules, comme la dispersion de taille, le contrôle de la morphologie et la stabilité chimique [73]. Ces contraintes freinent l'optimisation complète des dispositifs LSPR pour la biodétection. À l'inverse, les capteurs basés sur les plasmons de surface propagatifs (SPP), qui seront abordés dans la section suivante, permettent d'exploiter la propagation du champ électromagnétique sur de plus grandes distances. Leur nanofabrication est plus simple, bien qu'elle nécessite l'utilisation de systèmes de couplage adaptés pour exciter efficacement les modes SPP.

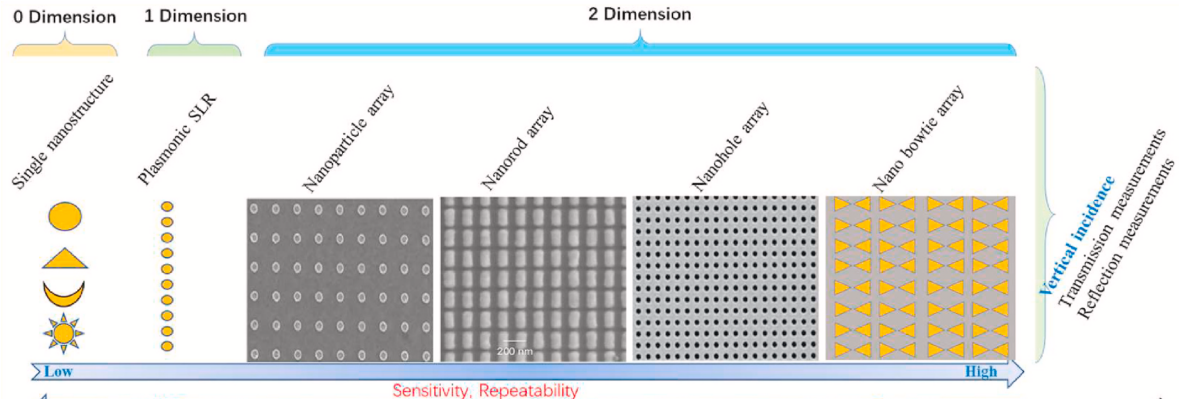


FIGURE 1.18 – Classification des structures plasmoniques en fonction de leur dimensionnalité : de nanostructures isolées (0D) à des réseaux périodiques unidimensionnels (1D) et bidimensionnels (2D), illustrant l'amélioration progressive de la sensibilité et de la répétabilité des mesures plasmoniques [72].

1.4.2 Plasmons de surface propagatifs (SPP)

À la différence des plasmons localisés, les plasmons de surface propagatifs se caractérisent par leur capacité à transporter l'énergie électromagnétique le long d'une interface métal/diélectrique sur plusieurs dizaines à centaines de microns. Cette propriété unique, combinée à leur fort confinement du champ perpendiculairement à l'interface, est particulièrement exploitée dans les capteurs plasmoniques pour la détection optique.

Nous présentons dans cette section une série de travaux portant sur la détection optique exploitant les plasmons de surface délocalisés, en mettant l'accent sur les types de configuration, de structure et de matériaux.

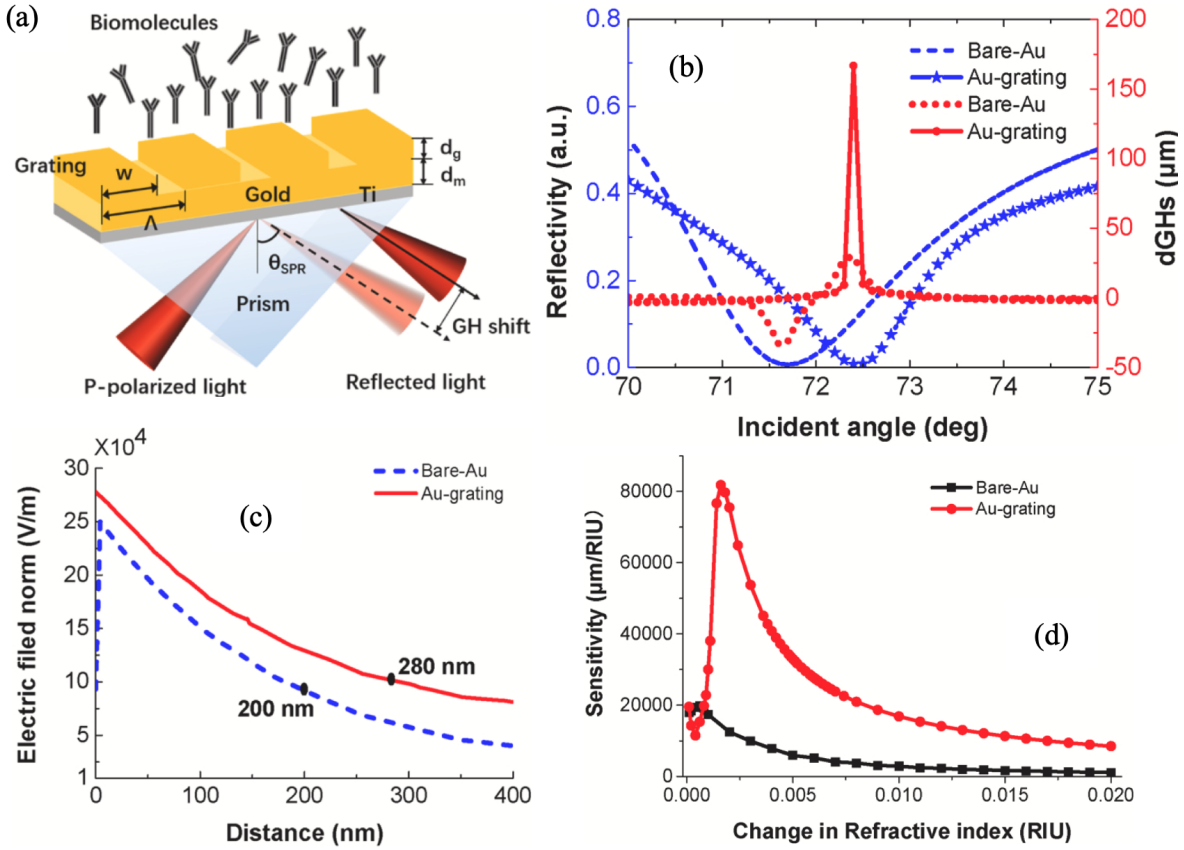


FIGURE 1.19 – (a) Schéma de la structure basée sur un réseau métallique. (b) Comparaison de la réflectivité entre un film d'or simple (Bare-Au) et une structure à réseau métallique (Au-grating). (c) Distribution du champ électrique montrant une augmentation de la profondeur de pénétration pour le réseau. (d) Sensibilité optique en fonction de la variation d'indice de réfraction. Figure adaptée de [74].

Une étude expérimentale [74] a exploré une structure composée d'un réseau métallique déposé sur un film d'or mince, fixé à un prisme par une fine couche d'accroche en titane. Cette architecture permet d'améliorer l'excitation des plasmons de surface et d'optimiser les performances de détection optique. L'utilisation de réseaux de très faible profondeur (5–20 nm) permet de réduire les pertes optiques tout en augmentant la profondeur de pénétration du champ électromagnétique dans le milieu environnant. Une amélioration significative de la sensibilité du capteur a ainsi été démontrée par

rapport à un film d'or simple. La figure 1.19 présente la structure proposée ainsi que la comparaison des performances entre les deux configurations.

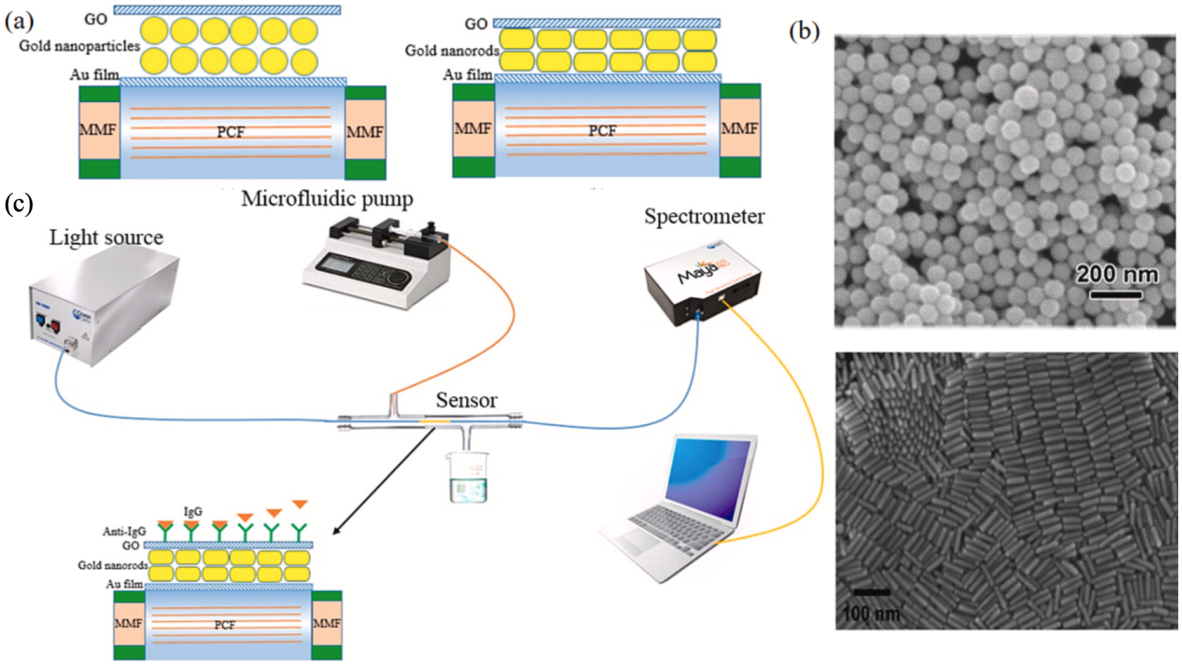


FIGURE 1.20 – (a) Schéma de la structure du capteur SPR à base de fibre optique fonctionnalisée avec des nanoparticules d'or (sphériques et nanorods) et du graphène. La fibre utilisée est une fibre à cristal photonique (PCF, Photonic Crystal Fiber) connectée à des fibres multimodes (MMF, Multimode Fiber) pour l'injection et la collecte de lumière. Images de microscopie électronique montrant les nanoparticules sphériques (haut) et les nanorods (bas) utilisés pour la fonctionnalisation de la surface. (c) Montage expérimental utilisé pour la détection de biomolécules dans un système microfluidique. Figure adaptée de [5].

Une autre approche utilise des fibres optiques fonctionnalisées. Une étude expérimentale [5] propose l'utilisation d'une fibre optique fonctionnalisée par une fine couche d'or recouverte de nanoparticules d'or (sphériques ou en forme de nanorods) associées à du graphène (GO). Cette conception permet d'augmenter la surface active et d'améliorer le couplage plasmonique, conduisant à une sensibilité accrue. Intégré dans un système microfluidique, ce capteur est capable de détecter en temps réel de faibles variations d'indice de réfraction. Les résultats montrent que l'utilisation de nanorods d'or combinés au graphène permet d'atteindre une sensibilité de 4649 nm/RIU, tandis que l'utilisation de nanoparticules sphériques donne une sensibilité de 3890 nm/RIU. La figure 1.20 illustre la structure du capteur ainsi que le montage expérimental utilisé pour la caractérisation.

La fixation de nanoparticules magnétiques sur une couche d'or, rendue possible par la présence de motifs en nickel, permet de créer une surface fonctionnalisée pour la détection SPR. Ces nanoparticules servent de supports pour les anticorps et sont déplacées ou retirées facilement en appliquant un champ magnétique, ce qui améliore la reproductibilité. La liaison de l'analyte modifie l'indice de réfraction local, générant une variation du signal SPR mesurée en temps réel. La figure 1.21 illustre les différentes

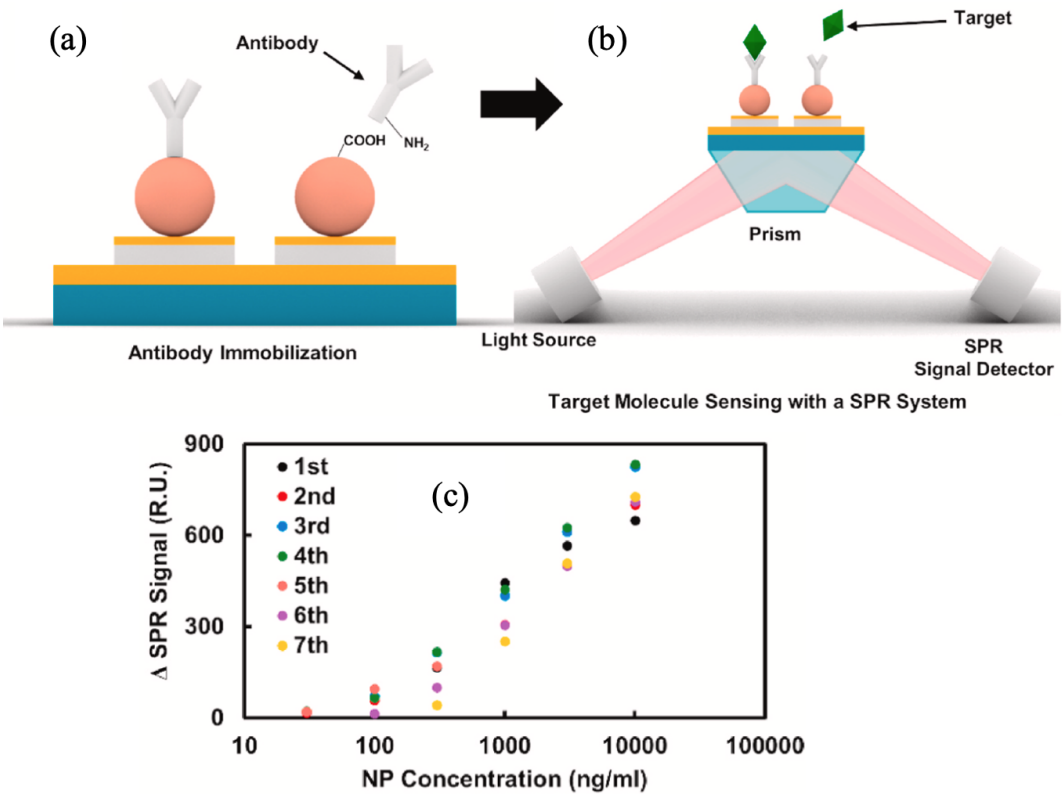


FIGURE 1.21 – (a) Immobilisation d'anticorps sur des nanoparticules magnétiques fixées sur une puce SPR fonctionnalisée. (b) Détection des molécules cibles par changement d'indice de réfraction au niveau de la surface. (c) Variation du signal ΔSPR en fonction de la concentration de nucléoprotéine (NP) du virus H1N1 sur plusieurs cycles de mesure. Figure adaptée de [75].

étapes du processus ainsi que la réponse optique du capteur en fonction de la concentration de l'analyte. Cette approche permet également de réutiliser la même puce pour au moins sept cycles de détection successifs sans perte notable de performance.

Parmi les solutions les plus efficaces en plasmonique pour améliorer le confinement de l'énergie des modes SPP, l'ajout de matériaux bidimensionnels, en particulier le graphène, constitue une approche prometteuse, comme cela a déjà été évoqué précédemment [48, 52]. Grâce à sa forte interaction avec la lumière, le graphène permet d'amplifier les effets plasmoniques tout en augmentant la sensibilité des dispositifs. En complément de ses propriétés intrinsèques, il peut également être intégré sous forme de couches hybrides en interaction avec des nanostructures métalliques. C'est le cas du dispositif présenté sur la figure 1.22, où un capteur SPR à fibre optique est fonctionnalisé par un composite or–graphène, ce qui permet de détecter, avec une haute sensibilité, différentes concentrations en ions métalliques dans l'eau.

Parmi les structures les plus performantes rapportées récemment, des biopuces SPR multi-éléments basées sur l'utilisation de couches d'or ultra-minces déposées sur des substrats de cuivre et de titane ont été développées [77]. Cette configuration permet d'obtenir une forte amélioration du confinement optique tout en maintenant la stabilité chimique du capteur. Une sensibilité extrêmement élevée, atteignant jusqu'à 20 000 nm/RIU, est rapportée pour certaines conditions d'interrogation spectrale. Ce-

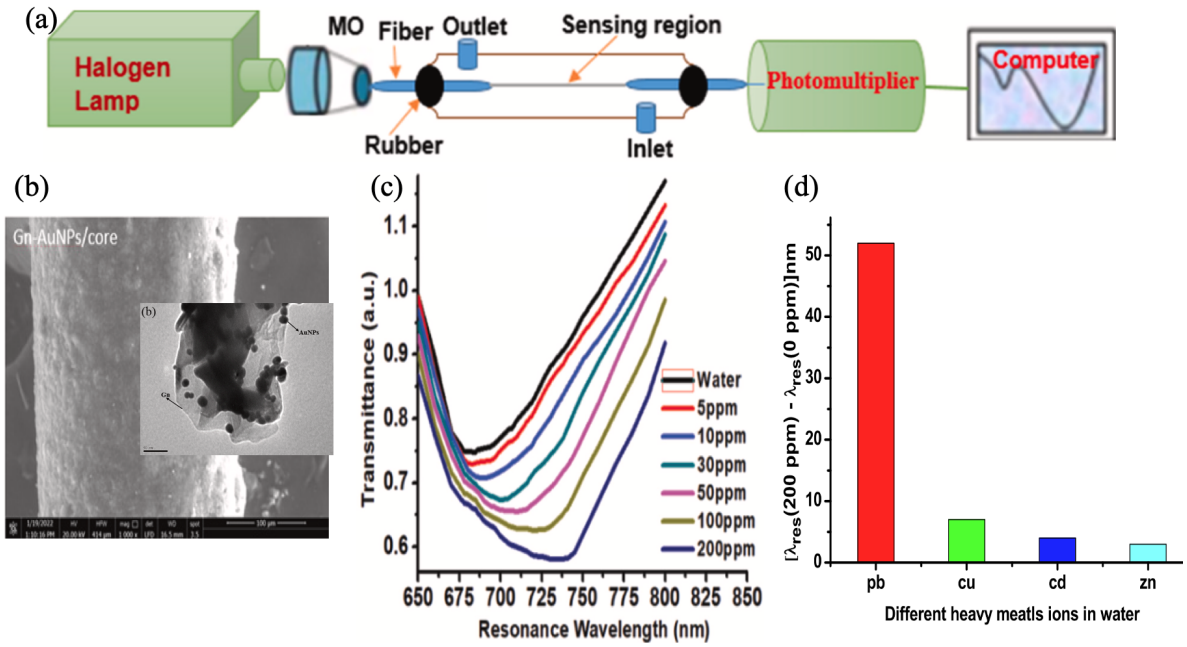


FIGURE 1.22 – (a) Schéma du montage expérimental d'un capteur SPR à fibre optique fonctionnalisé par un composite or–graphène (Gn–AuNPs). (b) Image MEB de la fibre montrant un dépôt homogène du composite, avec en insert une image TEM révélant la présence de nanoparticules d'or sur des feuillets de graphène. (c) Spectres de transmittance enregistrés pour différentes concentrations d'ions plomb dans l'eau. (d) Réponse SPR comparée pour divers ions métalliques lourds dans l'eau. Figure adaptée de [76].

pendant, cette forte sensibilité s'accompagne d'un facteur de qualité relativement faible, ce qui se traduit expérimentalement par une limite de détection plus basse et un bruit de fond plus prononcé [24, 58]. Ces limitations soulignent la nécessité d'explorer des configurations plasmoniques alternatives capables de combiner à la fois un fort confinement et une faible perte, comme c'est le cas des plasmons de Tamm, présentés dans la section suivante.

1.5 Plasmons de Tamm pour la détection optique : état de l'art et positionnement de notre travail

1.5.1 États de Tamm et défis pour la détection optique

Les Tamm Plasmon (TP) forment une classe particulière d'états de surface hybrides, formés à l'interface entre un métal et un réseau de Bragg (cristal photonique unidimensionnel). Introduits pour la première fois par Kaliteevski *et al.* en 2007 [1], ils se distinguent des SPP en ce qu'ils ne reposent pas sur une oscillation collective pure des électrons libres du métal. Ils résultent d'un couplage entre la réponse métallique (permittivité optique négative) et la réflexion dans la bande interdite d'un réseau de Bragg, comme illustré dans la figure 1.23. Cette structure permet d'obtenir un confinement du champ électromagnétique à l'interface, une excitation directe (sans prisme), et des résonances fines accessibles en polarisation TE et TM. Contrairement aux SPP, les TP peuvent donc être excités en incidence normale. L'ensemble de ces propriétés rend les TP particulièrement attractifs pour des applications en détection. Les conditions d'existence, les mécanismes de couplage ainsi que l'analyse complète des profils de champ seront détaillés dans le chapitre 2.

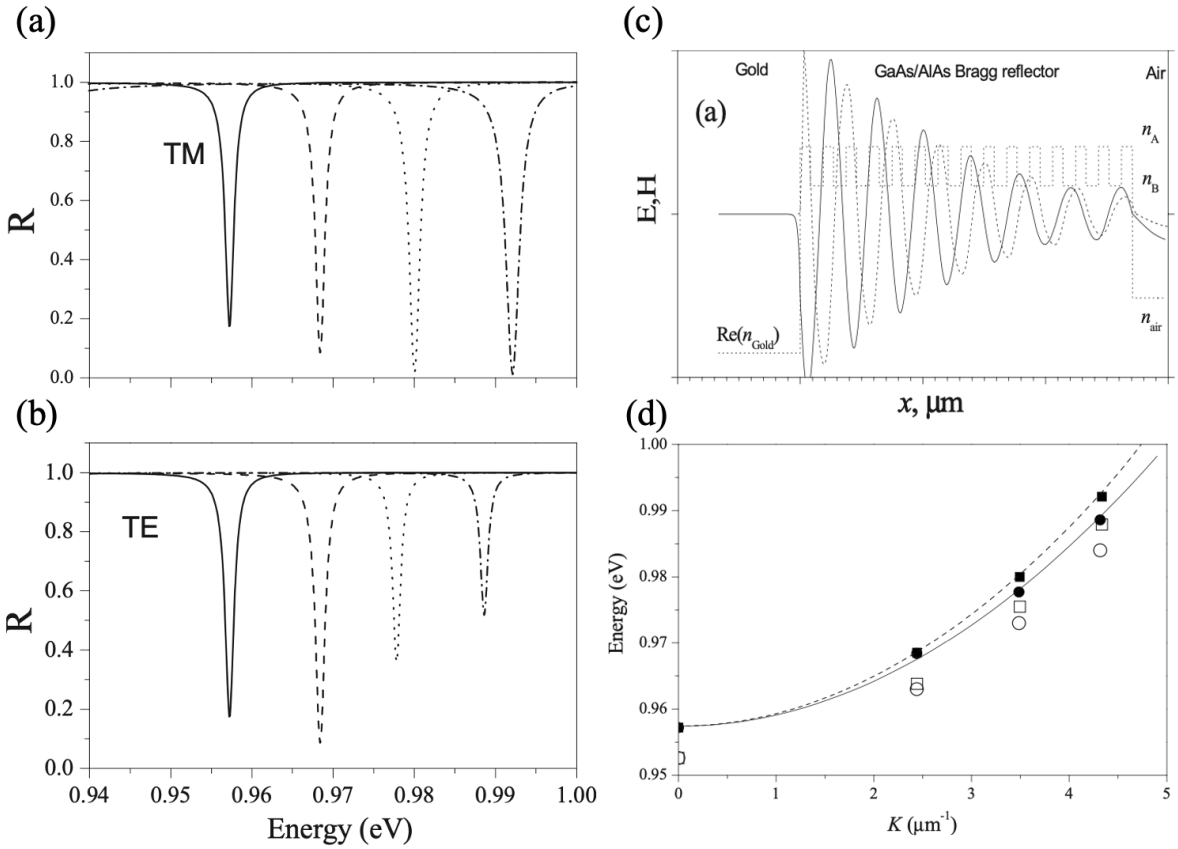


FIGURE 1.23 – Caractéristiques fondamentales des plasmons de Tamm. (a, b) Spectres de réflexion en fonction de l'énergie, illustrant l'excitation des TP en polarisation TM et TE, respectivement. (c) Distribution spatiale du champ électromagnétique localisé à l'interface entre le métal et le miroir de Bragg. (d) Courbe de dispersion parabolique du mode Tamm, située dans le cône de lumière. Figure adaptée de [1].

Cependant, bien que les TP présentent de nombreux avantages du point de vue optique, leur efficacité pour la détection reste limitée dans leur forme classique. En effet, l'énergie du mode est confinée entre le métal et le réseau de Bragg, ce qui isole le champ électromagnétique de l'environnement extérieur. L'exposition directe de la structure à l'analyte n'engendre donc que très peu de perturbation du mode, rendant la détection peu sensible. Face à ces limitations, de nombreuses équipes ont proposé des stratégies pour adapter les TP aux exigences de la détection optique.

1.5.2 Approches pour repousser les limites des TP en détection

La simplicité d'excitation des TP et leur facteur de qualité élevé ont incité de nombreuses équipes à explorer des solutions alternatives pour surmonter leur principale limitation, qui réside dans le manque d'interaction directe entre le mode et l'analyte. Plusieurs stratégies ont ainsi été proposées dans la littérature, comme l'usage de techniques optiques avancées, notamment l'ellipsométrie spectroscopique, qui permet d'analyser les variations de polarisation [63]. D'autres approches se fondent sur une ingénierie géométrique de la structure, par exemple en créant des cavités dans le réseau de Bragg [78], en utilisant des réseaux de Bragg poreux [16], ou encore en couplant les TP à d'autres types de résonances [79, 80].

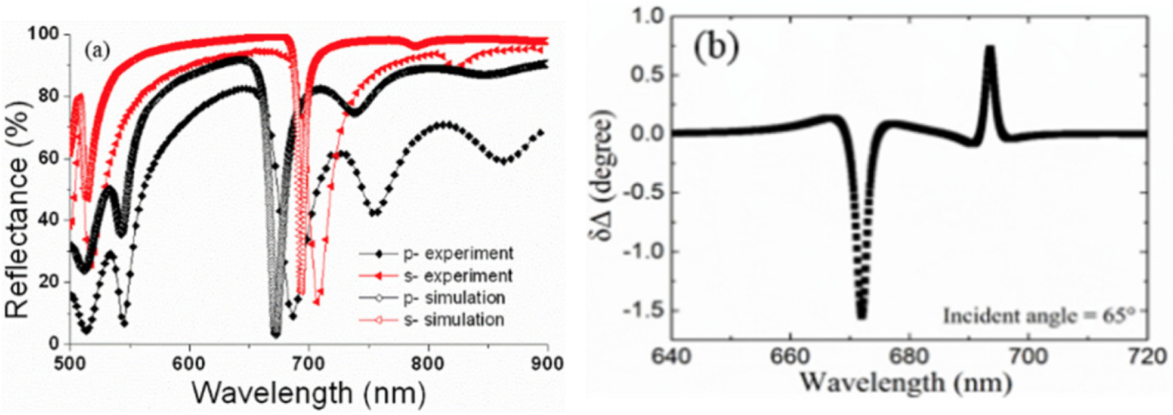


FIGURE 1.24 – (a) Spectres de réflexion expérimentaux et simulés pour les polarisations p (noir) et s (rouge) d'un dispositif TP. (b) Variation de phase $\delta\Delta$ simulée en fonction de la longueur d'onde pour un angle d'incidence de 65°, lors du passage de l'air au CO_2 en tant que milieu environnant [63].

Une étude expérimentale [63] a proposé l'utilisation de l'ellipsométrie spectroscopique pour améliorer la détection optique dans des structures à plasmons de Tamm. Le dispositif est constitué d'un réseau de Bragg de TiO_2/SiO_2, déposé sur un substrat en verre, puis recouvert d'un film d'or de 40 nm. La lumière est incidente du côté métal, sous incidence oblique (65°), et les spectres de réflexion sont mesurés pour les deux polarisations. La technique repose sur l'analyse de la variation de phase entre les composantes p et s de la lumière réfléchie, décrite par la relation $\frac{r_p}{r_s} = \left|\frac{r_p}{r_s}\right| e^{i(\delta_p - \delta_s)} = \tan(\psi)e^{i\Delta}$, où r_p et r_s désignent les coefficients de réflexion complexes pour les polarisations p et s, δ_p et δ_s leurs phases respectives, ψ le rapport d'amplitude réfléchi entre les deux composantes, et Δ la différence de phase. Ces deux derniers paramètres sont directement

mesurés par l'ellipsomètre et permettent d'extraire des informations très sensibles aux variations d'indice dans l'environnement proche de la structure. La figure 1.24 montre les courbes de réflectivité (a) et la variation de phase $\delta\Delta$ (b) observées lors du passage de l'air au CO_2. Cette variation de phase permet d'atteindre une sensibilité définie par $S = \delta\Delta/\delta n$, dont la valeur peut atteindre jusqu'à 2×10^5 °/RIU dans les conditions optimales.

D'autres travaux récents ont mis en évidence le potentiel des états de Tamm pour la détection optique de haute sensibilité en s'appuyant sur des concepts de phase singulière, c'est-à-dire des points où la phase du champ réfléchi varie très rapidement avec l'indice de réfraction [81]. En particulier, les structures conçues par Boriskina et al. [81] permettent d'obtenir une absorption quasi-parfaite et des variations de phase abruptes sans nécessiter de mesures ellipsométriques, grâce à une ingénierie topologique de l'impédance optique. Dans ce contexte, des sensibilités allant jusqu'à 2×10^5 °/RIU ont été rapportées [81, 82].

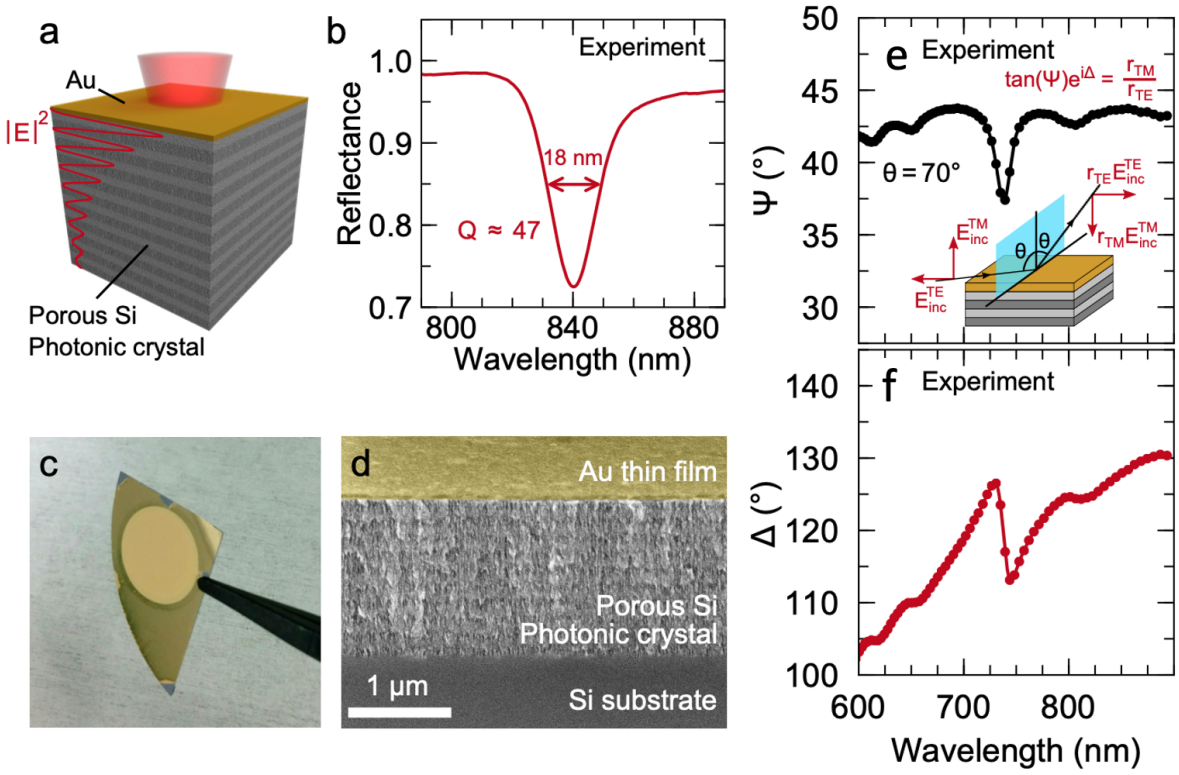


FIGURE 1.25 – Caractérisation d'un capteur Tamm basé sur un miroir de Bragg en silicium poreux recouvert d'une fine couche d'or. (a) Schéma conceptuel de la structure et du champ électromagnétique associé au mode Tamm. (b) Spectre de réflectance mesuré montrant une résonance étroite avec un facteur de qualité d'environ 47. (c) Photographie de l'échantillon réel. (d) Image MEB en coupe de la structure : le réseau de Bragg poreux est bien formé et recouvert d'une couche d'or. (e, f) Résultats expérimentaux d'ellipsométrie spectroscopique (Ψ, Δ) confirmant la présence du mode Tamm. Figure adaptée de [83].

Une autre stratégie expérimentale pour rendre le mode de Tamm accessible à l'analyte consiste à exploiter des réseaux de Bragg poreux. Le silicium poreux, en particulier,

présente un intérêt pratique car sa fabrication est bien maîtrisée technologiquement.

Dans ce contexte, Juneau-Fecteau *et al.* [83] ont proposé une structure constituée d'un miroir de Bragg en silicium poreux déposé sur un film mince d'or. Le signal mesuré par ellipsométrie spectroscopique confirme la présence d'un pic net dans les angles Ψ et Δ (figure 1.25), indiquant une résonance optique bien définie. L'analyte peut ainsi pénétrer les pores et atteindre directement la région du champ confiné.

Parallèlement, Auguié *et al.* [84] ont proposé une structure Tamm constituée d'un miroir de Bragg poreux à base de TiO_2/SiO_2, déposé sur une couche d'or. Cette configuration permet également à l'analyte d'interagir avec les couches actives du miroir, modifiant l'indice effectif du réseau et induisant un décalage net du pic de transmittance, avec une sensibilité rapportée de 55 nm/RIU (figure 1.26).

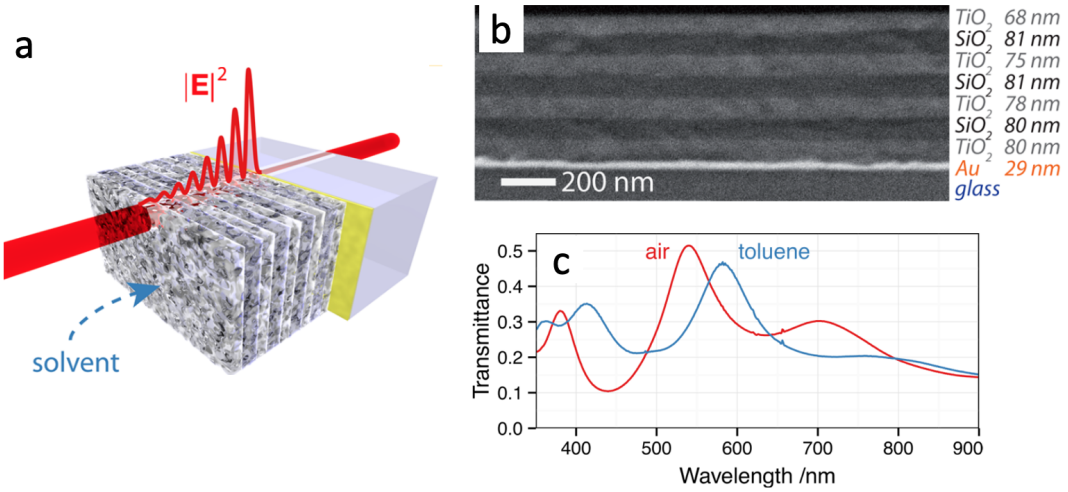


FIGURE 1.26 – Capteur optique basé sur une structure Tamm avec miroir de Bragg poreux. (a) Illustration schématique. (b) Image MEB montrant l'empilement alterné de couches de TiO_2 et SiO_2 poreuses, déposées sur une couche d'or de 29 nm. (c) Spectres de transmittance mesurés dans l'air (rouge) et dans le toluène (bleu), révélant un décalage du pic de résonance dû à la variation d'indice dans le réseau poreux. Figure adaptée de [84].

Plus récemment, Juneau-Fecteau *et al.* [19] ont développé un capteur Tamm similaire, basé sur un miroir de Bragg poreux en silicium déposé sur une couche d'or, cette fois excité par la face opposée au métal. Ce montage, illustré dans la figure 1.27, permet de suivre le décalage du minimum de réflexion pour différentes concentrations de toluène dans l'éthanol. Une sensibilité atteignant 139 nm/RIU a été mesurée, plaçant ce capteur parmi les configurations Tamm les plus performantes.

Parallèlement à ces approches, l'intégration de cavités optiques constitue une stratégie particulièrement efficace pour renforcer la sensibilité. Ces structures permettent de confiner fortement le champ électromagnétique dans la région d'interaction avec l'analyte, ce qui améliore considérablement la réponse optique. Par exemple, Qin *et al.* [86] ont proposé une cavité formée entre un réseau de Bragg et une couche métallique non adjacente, dans laquelle l'analyte est directement inséré. Cette configuration permet de générer un mode Tamm fortement localisé, avec un facteur de qualité élevé (FOM jusqu'à 391) et une sensibilité atteignant 860 nm/RIU. De manière complémentaire, Jena *et al.* [17] ont étudié une structure hybride couplant un mode Tamm à un mode de cavité

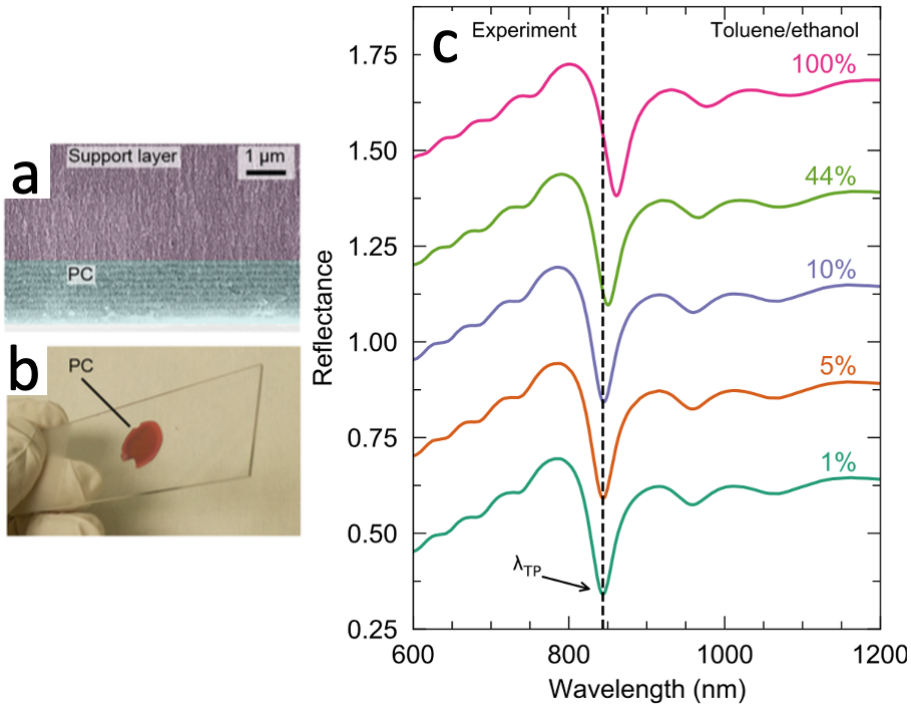


FIGURE 1.27 – (a) Image MEB en coupe de structure. (b) Photographie de l'échantillon. (c) Réflectance mesurée pour différentes concentrations de toluène dans l'éthanol. Le décalage du minimum de réflexion permet d'estimer une sensibilité atteignant 166 nm/RIU. Figure adaptée de [19].

de type cristal photonique. Le couplage fort entre les deux résonances, caractérisé par un anticroisement de type Rabi, permet d'amplifier la variation spectrale induite par l'analyte. Cette hybridation génère deux pics de résonance : l'un reste fixe, tandis que l'autre, lié à la cavité remplie par l'analyte, varie fortement avec l'indice de réfraction, permettant ainsi une détection auto-référencée. Ces résultats numériques montrent que l'introduction d'une cavité dans les structures Tamm constitue une voie prometteuse pour la détection optique. Toutefois, ce type de configuration reste encore difficile à valider expérimentalement en raison des contraintes liées à l'insertion de l'analyte dans la cavité.

L'amélioration des performances des capteurs plasmoniques peut également être obtenue en exploitant le couplage fort entre les modes Tamm et les plasmons de surface. Cette hybridation conduit à la formation de modes mixtes TP-SPP dont la dispersion présente un anti-croisement caractéristique [87, 85]. L'effet principal de ce couplage est une réduction notable des pertes optiques au sein de la couche métallique et une amélioration de la sensibilité. À titre d'exemple, la sensibilité en intensité pour le mode Tamm optimisé atteint $\Delta R_p/\Delta n = 52\ \mathrm{RIU}^{-1}$, contre seulement $10\ \mathrm{RIU}^{-1}$ pour un capteur SPR classique [87]. En termes d'analyse ellipsométrique, la composante SPP du mode hybride atteint une sensibilité en phase de $53.9°/\mathrm{nm}$, soit près de six fois supérieure à celle du SPR conventionnel ($8.4°/\mathrm{nm}$) lors de la détection de protéines BSA [85]. Ces résultats confirment l'intérêt croissant pour les modes TP-SPP hybrides dans le développement de capteurs optiques à haute résolution. Une comparaison visuelle entre un capteur SPR classique et une structure TP-SPP est présentée en figure 1.28.

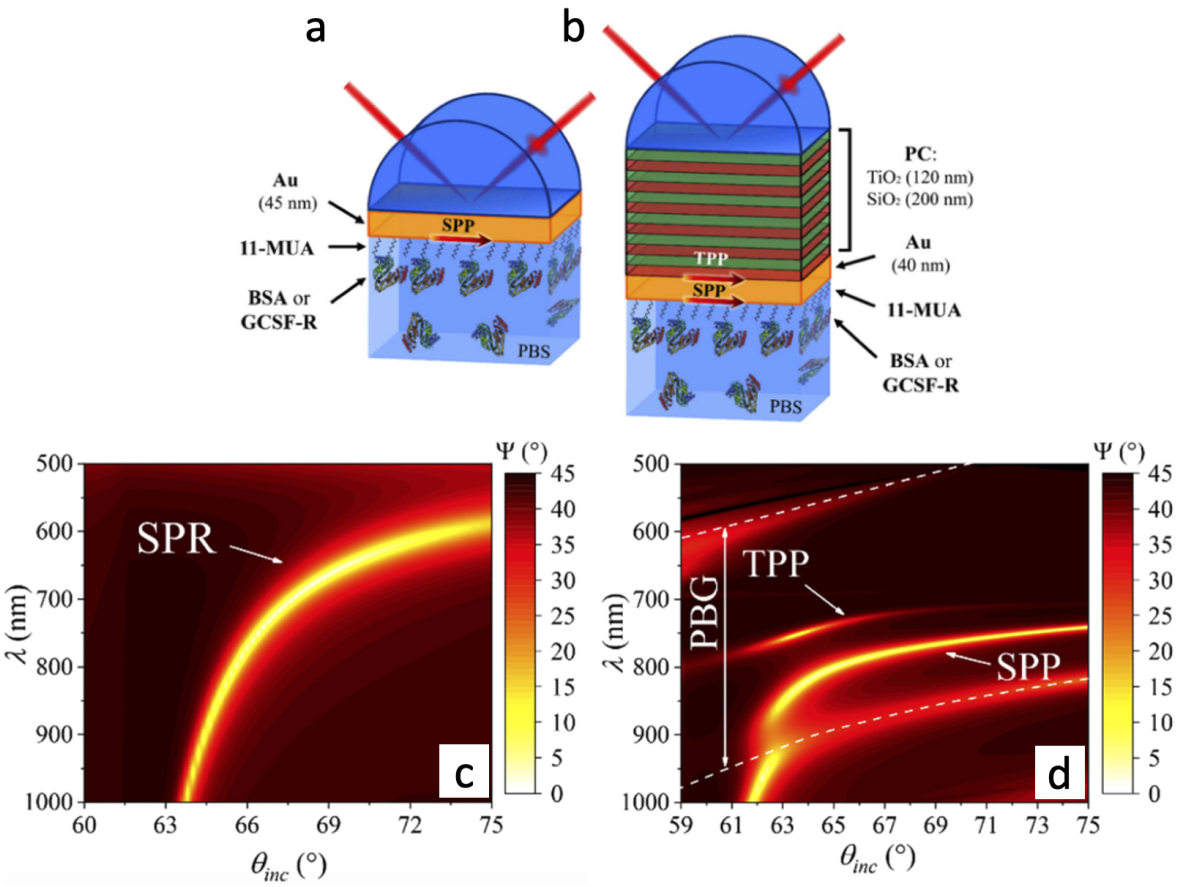


FIGURE 1.28 – (a) Représentation schématique du capteur SPR. (b) Schéma du capteur TP-SPP. (c) Carte spectrale $\Psi(\lambda, \theta)$ d'un capteur SPR montrant la résonance typique d'un plasmon de surface. (d) Carte $\Psi(\lambda, \theta)$ du capteur TP-SPP montrant les deux résonances distinctes : le mode TP confiné dans la bande interdite photonique (PBG), et le mode SPP. Les lignes en pointillées indiquent les bords de la bande interdite [85]

En résumé, les travaux récents montrent qu'il est possible d'adapter les plasmons de Tamm à la détection optique, à condition de repenser leur géométrie ou les modalités d'interrogation. Les approches identifiées s'organisent principalement autour de trois axes : (i) faciliter l'accès de l'analyte à la région du champ confiné, en introduisant de la porosité ou des cavités dans la structure, (ii) exploiter des paramètres optiques plus sensibles, comme la phase ou les variations fines de réflectivité, et (iii) hybrider les TP avec d'autres modes optiques (SPP, cavité, etc.) pour tirer parti de couplages renforçant la réponse du capteur. Ces stratégies ont permis d'améliorer la sensibilité des dispositifs, tout en affectant parfois le facteur de qualité, et soulèvent encore des défis en termes de reproductibilité, de complexité de fabrication ou d'intégration. C'est dans ce contexte que se situe notre contribution.

1.5.3 Positionnement de notre contribution

Notre première approche s'appuie sur l'intégration ciblée de porosité dans la structure, en particulier dans les couches proches du métal, contrairement aux configurations classiques basées sur des réseaux de Bragg entièrement poreux. L'objectif est double : proposer des modes bien définis et améliorer leur sensibilité, tout en simplifiant la fabrication. Pour cela, nous avons envisagé de nanostructurer la couche métallique sous forme de nanorubans d'or déposés sur un miroir de Bragg (DBR), créant des ouvertures permettant à l'analyte d'atteindre la région du champ confiné. Ce type de structuration a été exploré par Ferrier et al. [88], qui ont introduit une double périodicité dans le réseau métallique dans le but de rendre les modes propres de la structure accessibles à l'incidence normale, notamment par ingénierie de bande et effets de diffraction, ainsi que de contrôler l'apparition des modes de cavité. Dans notre cas, cette configuration est revisitée en vue d'une application à la détection optique, afin d'exploiter pleinement son potentiel en termes d'accessibilité au mode et d'amélioration de la sensibilité.

En outre, une couche poreuse est introduite dans la dernière période du réseau de Bragg, ce qui permet à l'analyte d'atteindre la zone de confinement du champ électrique. D'après nos simulations, cette configuration permettrait d'atteindre une sensibilité d'environ 264 nm/RIU, soit près de 2,6 fois supérieure à celle rapportée pour une structure Tamm basée sur un réseau de Bragg entièrement poreux [19]. Nous explorons également deux stratégies d'excitation des modes de Tamm, qui permettent une séparation spatiale entre la source d'excitation et la zone d'analyte, évitant ainsi que le faisceau incident ne soit perturbé par la présence du milieu à analyser. La première consiste à modifier l'épaisseur de la dernière couche du réseau de Bragg, de manière à exciter des modes situés en dehors de la bande interdite. Cette configuration a été réalisée expérimentalement et a permis de détecter le passage de l'eau à l'éthanol avec une sensibilité d'environ 200 nm/RIU. La seconde, étudiée numériquement, repose sur l'introduction d'une cavité optique au centre du réseau de Bragg, permettant une excitation par la face inférieure du dispositif

Les études antérieures ont montré que l'introduction de cavités optiques pouvait améliorer significativement la sensibilité des résonances de Tamm. Ces résultats prometteurs nous ont poussés à explorer cette voie. Dans un premier temps, nous avons mis en évidence expérimentalement l'existence des états de Tamm dans des structures comportant des cavités en oxyde de silicium, avec des mesures en bon accord avec les simulations numériques. Forts de cette validation, nous avons ensuite étudié leur potentiel en détection par simulation, en intégrant des trous nanocylindriques dans la couche métallique ainsi que dans la couche de SiO_2. Cette configuration vise à faciliter l'accès de l'analyte à la cavité, tout en simplifiant la fabrication par rapport à une cavité située entre le métal et le réseau de Bragg. Nous sommes actuellement en train de réaliser expérimentalement cette structure, afin d'évaluer ses performances pour la détection de gaz.

1.6 Perspectives d'élargissement thématique

Une piste de recherche prometteuse réside dans l'intégration du phénomène de transmission optique extraordinaire (EOT pour Extraordinary Optical Transmission) dans des structures de Tamm destinées à la détection optique. Ce phénomène, initialement observé dans des films métalliques perforés par des réseaux de trous sub-longueur d'onde, permet une transmission amplifiée de la lumière grâce à l'excitation de plasmons de surface avec une efficacité bien supérieure à celle prédite par la théorie classique de diffraction [89]. Ce phénomène, appelé transmission optique extraordinaire, est attribué à l'excitation de plasmon de surface.

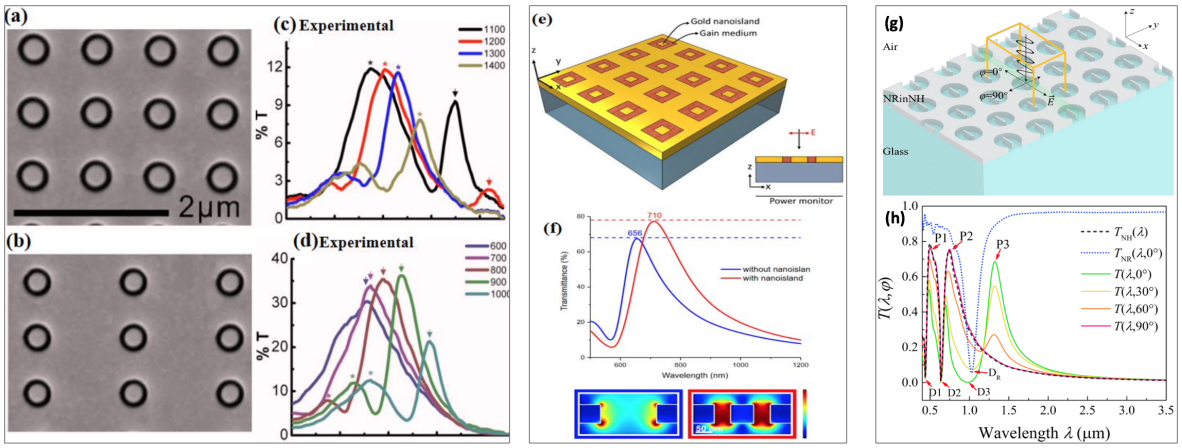


FIGURE 1.29 – (a, b) Images MEB de réseaux de nanotrous circulaires fabriqués dans un film métallique, illustrant deux configurations géométriques distinctes. (c, d) Spectres de transmission expérimentaux correspondant respectivement aux structures (a) et (b), obtenus pour différentes périodes du réseau. Les pics observés traduisent la présence de résonances de transmission optique extraordinaire (EOT), dont la position et l'intensité dépendent fortement de la périodicité. (e) Schéma d'un dispositif hybride composé d'un réseau de nanoîlots d'or intégré dans un substrat. (f) Résultats de simulation du dispositif (e), comparant la transmission avec et sans les nanoîlots. (g) Illustration d'une géométrie annelée sur substrat en verre, utilisée pour étudier la réponse angulaire. (h) Spectres simulés associés à (g), montrant l'évolution de la transmission en fonction de l'angle d'incidence [90].

Dans cette optique, la figure 1.29 présente différents types de réseaux de nanotrous métalliques, ainsi que leurs spectres de transmission mesurés et simulés pour diverses périodes. Ces ouvertures, c'est-à-dire les zones non recouvertes de métal dans la couche structurée, peuvent être exploitées pour la détection optique, et leurs performances peuvent être améliorées en les intégrant à un réseau de Bragg, ce qui permettrait de renforcer la localisation du champ électromagnétique tout en réduisant les pertes dans le métal.

Une autre piste prometteuse consiste à exploiter l'effet thermoplasmonique. Celui-ci repose sur la conversion de la lumière absorbée par les nanoparticules métalliques en chaleur localisée [91, 92]. Ce chauffage à l'échelle nanométrique permet d'activer

ou d'accélérer les interactions entre les éléments sensibles du capteur (comme l'ADN ou les anticorps) et les molécules à détecter. Cette activation thermique améliore la réponse optique du capteur, tout en permettant d'envisager de nouvelles stratégies de détection reposant sur la modulation de phase, l'interférométrie ou le contrôle spatial de la liaison. [93]

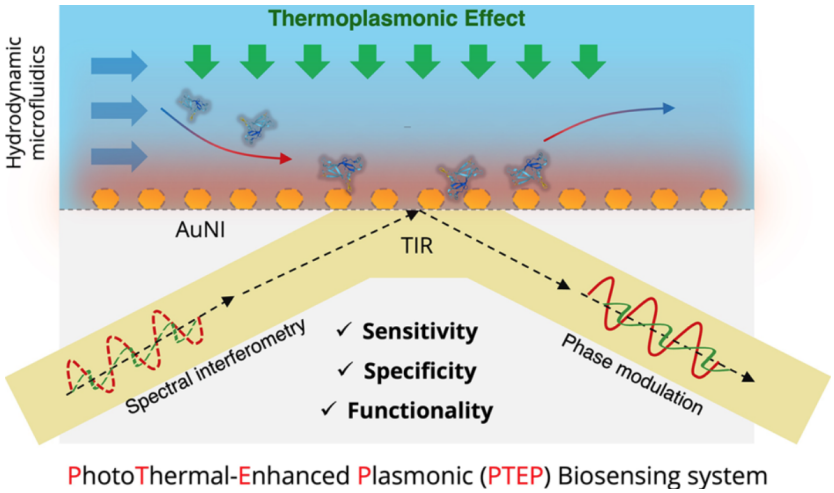


FIGURE 1.30 – Principe général d'un capteur thermoplasmonique basé sur des nanoparticules d'or. L'effet thermoplasmonique génère un chauffage local qui active la fixation des biomolécules, tandis que la lecture optique par interférométrie ou modulation de phase permet d'extraire un signal sensible et sélectif. Cette approche combine sensibilité, spécificité et nouvelles fonctionnalités optiques. Figure adaptée de Qiu et al., 2025 [93]

Une perspective originale réside dans l'exploitation des mécanismes de diffraction dans les cristaux photoniques tridimensionnels pour induire l'apparition d'états de surface de type Tamm, sans recourir à une interface pleine réfléchissante classique [94]. Ces états, qui apparaissent dans une bande interdite formée par les interférences entre les composantes diffractées, partagent certaines caractéristiques des états de Tamm classiques, mais leur origine repose ici sur la géométrie tridimensionnelle du réseau. La figure 1.31 illustre un exemple typique de ce phénomène, observé dans une structure périodique tridimensionnelle recouverte d'un film métallique, où la contribution des ordres de diffraction à la formation du mode est clairement identifiée.

Ce type de configuration ouvre une nouvelle voie pour la conception de structures photoniques intégrées, en particulier à travers l'organisation périodique d'un cristal photonique unidimensionnel à partir d'éléments issus de structures tridimensionnelles, comme le suggère l'étude [95]. Cette approche hybride permettrait de tirer parti à la fois de la richesse spectrale des réseaux 3D et de la robustesse des architectures 1D.

De nombreux travaux ont montré que la topologie pouvait être exploitée dans des structures photoniques unidimensionnelles pour faire apparaître des états localisés robustes. En particulier, lorsqu'on met en contact deux réseaux de Bragg aux paramètres géométriques différents, un état topologique peut être excité à l'interface, à condition que leurs phases de Zak, une phase géométrique associée à la bande de

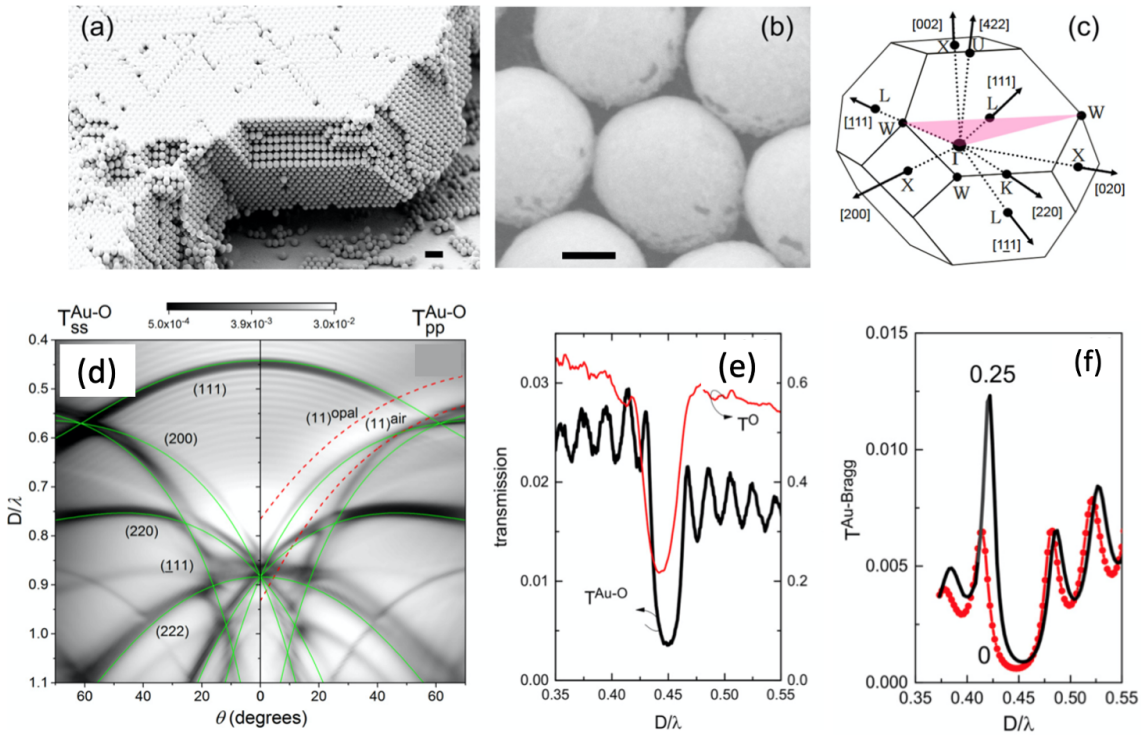


FIGURE 1.31 – Illustration d'un état de Tamm optique non conventionnel généré par diffraction dans un cristal photonique tridimensionnel. (a–b) Vues microscopiques de la structure auto-assemblée constituée de sphères organisées de diamètre D. Barres d'échelle : 1000 nm (a), 200 nm (b). (c) Représentation des vecteurs de la zone de Brillouin du réseau cristallin. (d) Carte de dispersion mettant en évidence les ordres de diffraction responsables de la formation de la bande interdite. (e) Spectre de transmission montrant la position de la bande interdite. (f) Réponse spectrale de l'état de Tamm selon la polarisation. Figure adaptée de [94].

Bloch, soient différentes [99, 100]. Ce phénomène est directement inspiré du modèle de Su–Schrieffer–Heeger (SSH), un modèle unidimensionnel initialement développé pour décrire les états électroniques dans les polymères, qui montre comment une interface entre deux chaînes à couplages alternés donne naissance à un état de bord topologique. Ce comportement a été reproduit dans des structures photoniques unidimensionnelles [101, 102], aussi bien entièrement diélectriques que plasmoniques [99]. La figure 1.32(a) illustre la structure de deux réseaux de Bragg plasmoniques (PC1 et PC2) aux épaisseurs distinctes, tandis que 1.32(b) présente la courbe de dispersion associée, mettant en évidence l'ouverture d'un gap topologique, condition préalable à l'apparition d'un état localisé à l'interface.

Ce principe est appliqué à la détection optique dans la configuration illustrée en 1.32(c), où deux réseaux de Bragg unidimensionnels topologiquement distincts sont séparés par une couche de polymère jouant le rôle de zone d'analyse. Le champ électromagnétique y est fortement confiné à l'interface, et la réponse spectrale simulée permet d'atteindre une sensibilité de 616 nm/RIU [97].

Une autre approche dans une structure de Tamm consiste à former un super-réseau périodique à partir de deux réseaux de Bragg topologiquement distincts, notés p_4 et

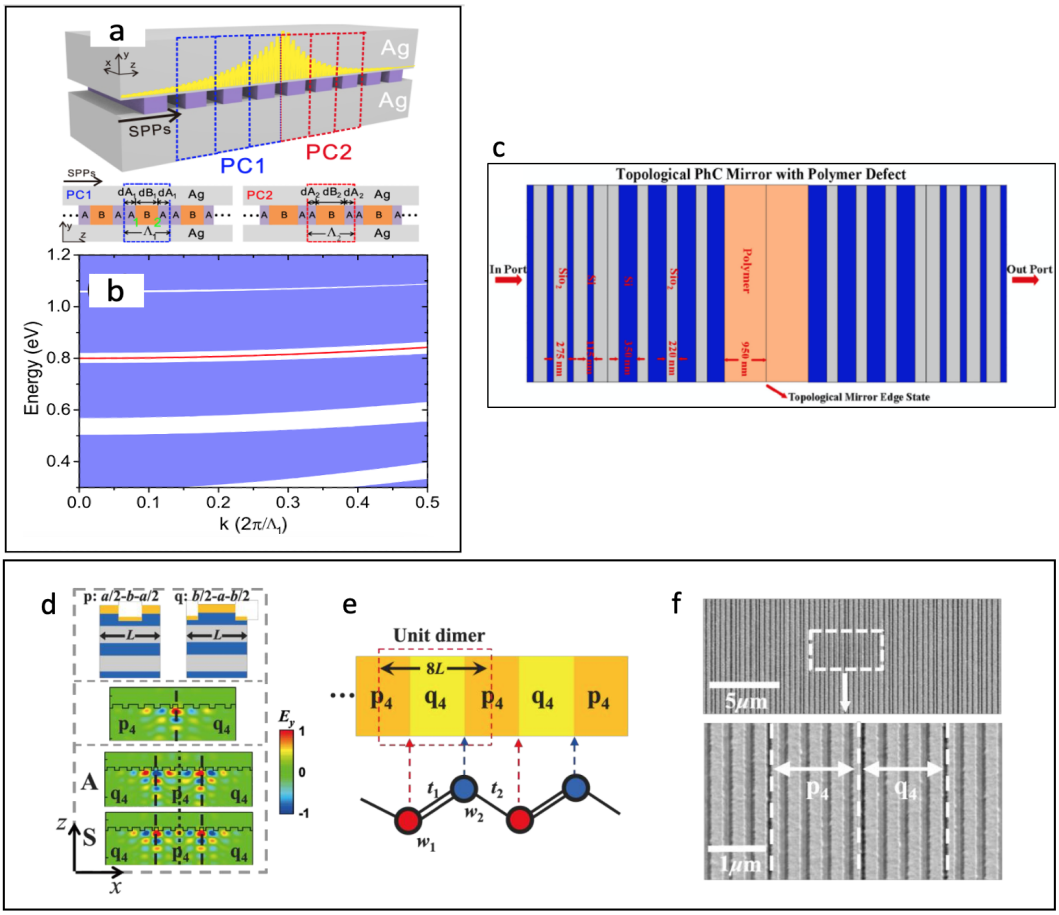


FIGURE 1.32 – (a) Structure composée de deux cristaux photoniques unidimensionnels plasmoniques (PC1 et PC2) aux épaisseurs distinctes, permettant l'apparition d'un état de Tamm topologique à leur interface [96]. (b) Courbe de dispersion associée montrant la présence du mode topologique. (c) Schéma d'un capteur optique basé sur une hétérostructure composée de deux miroirs photoniques 1D topologiquement distincts, séparés par une couche de polymère jouant le rôle de région d'analyse [97]. (d) Représentation schématique et distribution du champ électrique dans un super-réseau formé de deux types de cristaux topologiques p_4 et q_4, mettant en évidence la localisation des modes à l'interface des cellules [98]. (e) Schéma du super-réseau modélisé comme une chaîne SSH. (f) Image MEB du dispositif fabriqué, illustrant la réalisation des cellules p_4 et q_4.

q_4, dont les phases de Zak diffèrent. La figure 1.32(d) illustre la représentation schématique ainsi que la distribution du champ électrique, localisé à l'interface entre les cellules. Cette structure est modélisée comme une chaîne SSH, représentée en 1.32(e). La figure 1.32(f) montre l'image MEB du dispositif fabriqué. Une particularité remarquable de ce travail est la démonstration d'un état supermode Tamm topologique, combinant à la fois la localisation induite par la réflexion métallique et la robustesse topologique issue de l'agencement p_4 et q_4.

Dans le domaine bidimensionnel, les structures topologiques sont aussi largement exploitées pour manipuler la lumière à l'échelle sub-longueur d'onde, notamment dans le domaine térahertz [103, 104].

Dans une perspective de développement, nous envisageons d'exploiter les états topologiques dans deux configurations complémentaires basées sur des structures de Tamm intégrant des réseaux nanostructurés, en vue d'applications en détection optique.

Dans un premier temps, notre approche consiste à induire un état de Tamm à caractère topologique directement au sein du réseau de Bragg. Dans ce cas, l'état topologique agit comme un levier pour l'excitation des modes de Tamm depuis le côté réseau de Bragg, assurant ainsi un couplage efficace.

Dans un second temps, nous proposons une stratégie où le mode topologique est cette fois introduit dans la partie métallique. Pour cela, deux réseaux de nanorubans distincts sont placés de part et d'autre de l'interface, de manière à localiser un état topologique précisément à l'interface entre ces deux réseaux métalliques. À notre connaissance, une telle configuration n'a encore jamais été explorée dans le contexte des structures de Tamm pour la détection optique, ce qui ouvre une voie originale pour la conception de capteurs.

1.7 Outils numériques

Les outils numériques occupent une place centrale dans l'étude des structures plasmoniques, en permettant une modélisation précise de leur réponse optique. Plusieurs méthodes de résolution des équations de Maxwell ont été développées au cours des dernières décennies, chacune présentant des spécificités selon la géométrie, le domaine spectral ou la nature des matériaux impliqués. La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) repose sur une discrétisation conjointe de l'espace et du temps, ce qui permet de suivre l'évolution temporelle des champs électromagnétiques. Elle est largement utilisée pour sa simplicité conceptuelle et son efficacité dans les simulations large bande, bien qu'elle puisse devenir coûteuse en mémoire pour des structures complexes ou fortement confinées. La méthode RCWA (Rigorous Coupled-Wave Analysis), également appelée méthode des ondes planes, s'appuie sur un développement en séries de Fourier pour modéliser la diffraction dans des structures périodiques. Elle est particulièrement adaptée aux réseaux plasmoniques ou aux cristaux photoniques, mais reste peu flexible pour les géométries non périodiques ou fortement irrégulières.

Dans ce travail, la méthode retenue est celle des éléments finis (FEM), mise en œuvre via le logiciel COMSOL Multiphysics. Basée sur une reformulation faible des équations de Maxwell et un maillage triangulaire adapté, cette approche offre une grande flexibilité pour modéliser des géométries complexes, intégrer des matériaux anisotropes ou dispersifs, et simuler avec précision les résonances plasmoniques. Pour nos simulations, nous définissons une cellule élémentaire délimitée par des conditions de périodicité de Floquet qui permettent de simuler un dispositif périodique infini. Afin de limiter les réflexions non physiques dues aux conditions aux limites, des couches parfaitement absorbantes (PML) sont placées aux extrémités verticales de la cellule.

1.8 Conclusion

Ce chapitre a permis d'introduire les principales familles de résonances plasmoniques exploitées pour la détection optique, en partant des plasmons de surface propagatifs (SPP) et localisés (LSPR), jusqu'aux plasmons de Tamm (TP), qui constituent le cœur de notre étude. Ces différents modes ont été comparés en termes de configuration, d'excitation, de confinement du champ, et de sensibilité optique.

L'état de l'art sur les TP montre que, malgré leur simplicité d'excitation et leur facteur de qualité élevé, leur efficacité en détection reste limitée par l'absence d'interaction directe entre le champ confiné et l'analyte. Pour contourner cette limite, différentes stratégies ont été développées : usage de réseaux de Bragg poreux, intégration de cavités optiques, mesures ellipsométriques, ou encore couplage avec d'autres résonances.

Des pistes plus récentes ont également été explorées, notamment l'intégration du phénomène de transmission optique extraordinaire (EOT), l'exploitation d'effets thermoplasmoniques, ou encore l'utilisation d'états topologiques dans des structures photoniques. Ces approches visent à améliorer le confinement du champ, la sensibilité optique, ou à introduire de nouvelles fonctionnalités dans les dispositifs de détection.

Dans ce contexte, notre travail s'inscrit dans la continuité de ces recherches en proposant une approche visant à renforcer la sensibilité des structures Tamm, tout en maintenant une configuration compatible avec une réalisation expérimentale.

Les détails des configurations proposées, ainsi que leur évaluation numérique et expérimentale, seront présentés dans les chapitres suivants.

Chapitre 2

Étude des états d'interface de Tamm : couplage entre la périodicité verticale du DBR et la périodicité horizontale d'un réseau nanostructuré

2.1 Introduction

Les états de Tamm plasmoniques sont des modes électromagnétiques localisés à l'interface entre un métal et un réseau de Bragg. Leur avantage réside dans le fait qu'ils peuvent être excités en incidence normale, sans recourir à des systèmes de couplage externes, même à faible angle d'incidence, tout en présentant une forte localisation spatiale du champ électromagnétique. Cette caractéristique les rend particulièrement intéressants pour des applications en détection optique, notamment dans des capteurs sensibles aux variations de l'indice de réfraction.

La première partie de ce chapitre sera consacrée aux états de Tamm classiques, qui sont des états confinés entre une couche métallique et un réseau de Bragg. Nous allons d'abord étudier le réseau de Bragg, qui offre la bande interdite où les plasmons de Tamm peuvent exister, puis nous examinerons la condition d'adaptation de phase, responsable de l'excitation de ces états.

Dans la deuxième partie, nous nous intéresserons à la nanostructuration du métal, une approche que nous avons choisie d'utiliser pour tirer parti de l'espacement entre les nanorubans. Cette structure améliore l'efficacité de la détection des changements d'indice de réfraction. Elle supporte des modes air et métal, caractérisés par une localisation importante de l'énergie entre le réseau de Bragg et les zones respectives d'air/métal. C'est dans cette zone que nous envisageons d'utiliser des matériaux poreux pour rendre la structure encore plus sensible à l'élément que nous souhaitons analyser.

2.2 États de Tamm induits par une couche de métal déposée sur un DBR fini

Les états de Tamm apparaissent entre un métal et un réseau de Bragg (DBR). Dans cette thèse, nous avons choisi d'utiliser un DBR de SiO_2/Si_3N_4, car son procédé de fabrication est bien maîtrisé par l'équipe [105]. De plus, les épaisseurs ont été choisies de manière à obtenir une bande interdite dans la gamme des sources d'excitation disponibles dans notre laboratoire, tout en évitant les grandes épaisseurs qui nécessitent un temps de dépôt plus long [106].

2.2.1 Réseau de Bragg

Le réseau de Bragg, est un cristal photonique 1D, une structure unidimensionnelle qui manipule la lumière (propagation, localisation, filtrage spectral, etc.). Il est caractérisé par la réflexion de la lumière dans une gamme de longueurs d'onde bien définie, appelée la bande interdite photonique. Ces structures sont constituées d'un empilement de deux couches de matériaux ayant des indices de réfraction différents, alternées de manière périodique suivant une seule direction [107]. Le contraste des indices de réfraction est responsable de l'observation de la bande interdite.

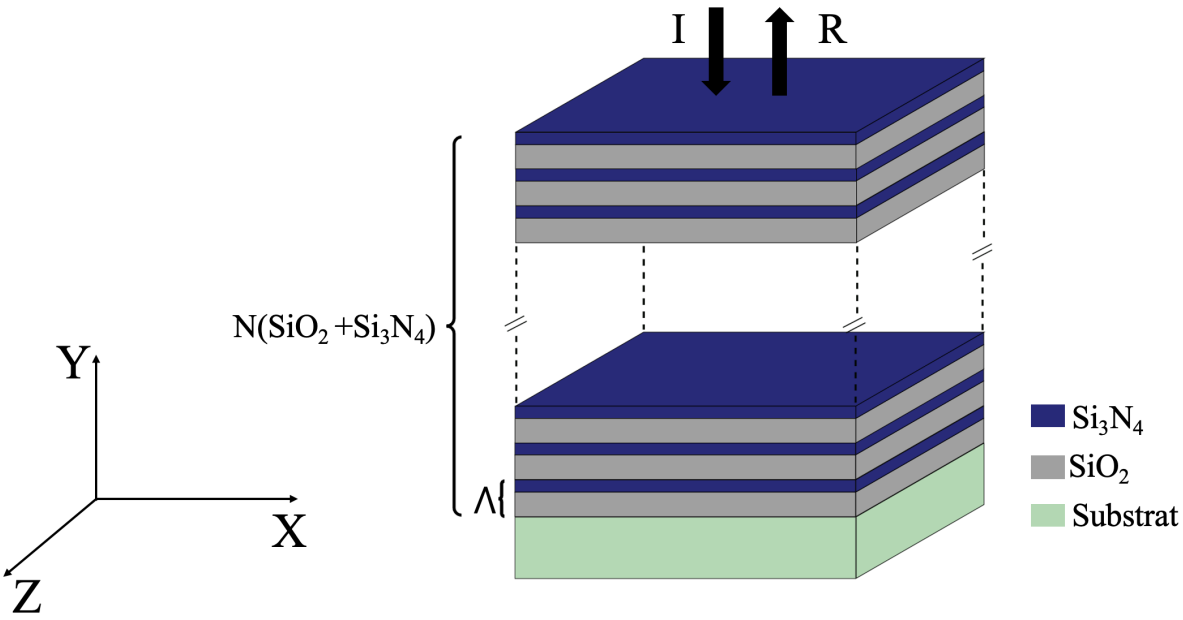


FIGURE 2.1 – Représentation schématique du réseau de Bragg.

La figure 2.1 représente l'illustration schématique du DBR fini déposé sur un substrat de verre. La couche d'indice de réfraction élevé dans ce travail est constituée de nitrure de silicium, avec un indice de réfraction $n_{\mathrm{Si_3N_4}}$ et une épaisseur $d_{\mathrm{Si_3N_4}}$, tandis que la couche d'indice de réfraction le plus faible est l'oxyde de silicium, avec un indice de réfraction $n_{\mathrm{SiO_2}}$ et une épaisseur $d_{\mathrm{SiO_2}}$. Nous utilisons un réseau de Bragg composé de 10 périodes de $\mathrm{SiO_2/Si_3N_4}$, avec des épaisseurs respectives $d_{\mathrm{SiO_2}} = 182\,\mathrm{nm}$ et $d_{\mathrm{Si_3N_4}} = 133\,\mathrm{nm}$. Le symbole Λ désigne la période du réseau de Bragg, correspondant à la somme des épaisseurs des deux couches constitutives : $\Lambda = d_{\mathrm{SiO2}} + d_{\mathrm{Si_3N_4}}$.

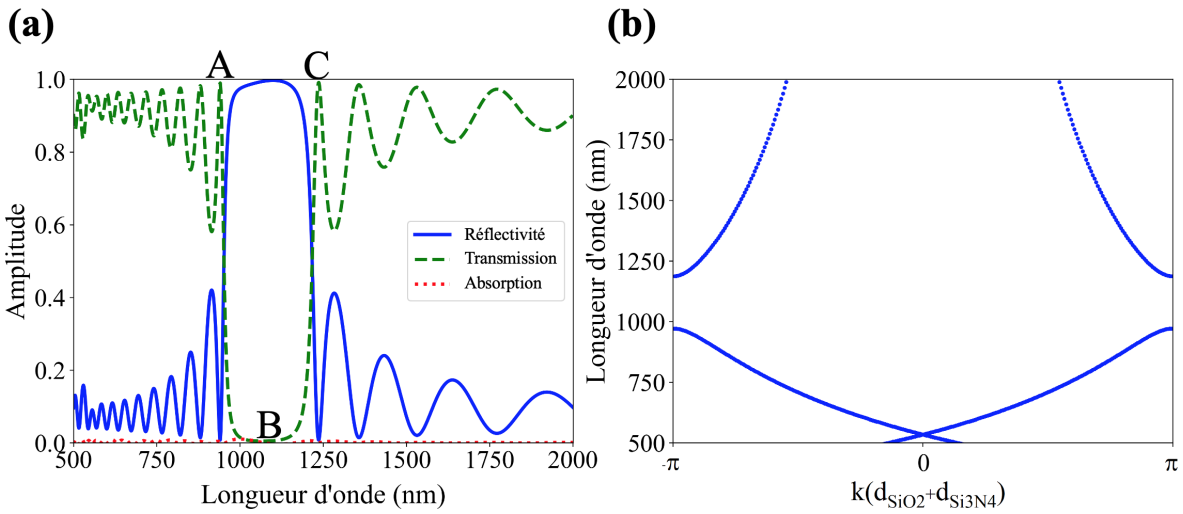


FIGURE 2.2 – (a) Spectres de transmission, de réflectivité et d'absorption en fonction de la longueur d'onde d'un DBR de type $(SiO_2/Si_3N_4)_{10}$. (b) Courbe de dispersion du DBR SiO_2/Si_3N_4, avec $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$.

Les indices de réfraction utilisés dans ce chapitre pour l'oxyde de silicium et le nitrure de silicium, qui varient en fonction de la longueur d'onde, sont respectivement ceux de Gao et al. [108] et de Luke et al. [109]. Les épaisseurs du DBR ont été calculées en utilisant la formule $d_i = \frac{\lambda_c}{4n_i}$, où n_i représente l'indice de réfraction de la couche d_i, et $\lambda_c = 1070\,\text{nm}$ est la longueur d'onde centrale de la bande interdite. Ce DBR est utilisé pour toutes les structures de ce chapitre.

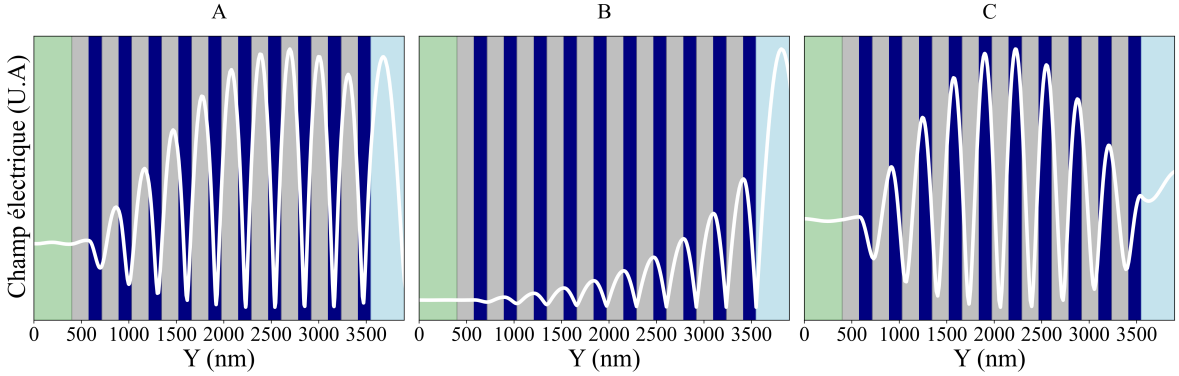


FIGURE 2.3 – Profils du champ électrique en fonction de la profondeur du DBR aux points A, B et C de la figure 2.2(a), situés respectivement à 942 nm, 1070 nm et 1240 nm.

La figure 2.2(a) représente les spectres de transmission, de réflectivité et d'absorption en fonction de la longueur d'onde du DBR. La figure 2.2(b) montre sa courbe de dispersion. Celle-ci est obtenue par la méthode des fréquences propres, qui permet de tracer la dépendance de la longueur d'onde en fonction du vecteur d'onde réduit $k(d_{SiO2} + d Si_3N_4)$, où k correspond au vecteur d'onde longitudinal appliqué via des conditions aux limites périodiques dans COMSOL [107]. La figure montre que le réseau de Bragg présente une bande interdite photonique s'étendant de 970 nm à 1185 nm. Dans cette bande interdite, le mode de Tamm peut apparaître en déposant une couche

métalique sur la surface du DBR, ce qui est favorable pour des applications de détection [1]. En effet, le mode de Tamm sera isolé des oscillations du DBR, permettant ainsi d'observer un pic propre et isolé, ce qui réduit les pertes et améliore le facteur de qualité du pic [110]. Les points A et C dans la figure 2.2(a) représentent respectivement le mode de Bragg inférieur et supérieur, caractérisés par une transmission maximale juste avant et juste après la bande interdite. Leur distribution de champ électrique présentée dans la figure 2.3, montre une localisation dans la couche de faible indice de réfraction pour le mode A, et dans la couche de fort indice pour le mode C. Ce comportement des modes résonants juste avant et après la bande interdite, toujours présent dans les réseaux de Bragg, apparaît également à la limite de la première zone de Brillouin [111].

Au milieu de la bande interdite, au point B de la figure 2.2(a), la réflectivité présente une intensité maximale, tandis que la transmission est nulle. Cela s'explique par le fait que l'onde ne peut pas se propager dans le DBR. Le profil du champ électrique au point B, représenté dans la figure 2.3, montre une décroissance exponentielle, ce qui atténue l'onde et l'empêche d'atteindre l'autre côté du DBR.

2.2.1.1 Origine de la bande interdite photonique

Le phénomène de réflexion maximale offert par le réseau de Bragg est directement lié au contraste périodique d'indice de réfraction dans une seule direction et aux réflexions que cela entraine à chaque interface. En effet, chaque onde qui se propage et atteint une interface se divise en une partie réfléchie et une partie transmise. La phase de la partie réfléchie de l'onde dépend des milieux traversés : si l'onde passe d'un milieu à faible indice de réfraction n_{SiO_2} vers un milieu à indice plus élevé $n_{Si_3N_4}$, la réflexion s'accompagne d'un changement de phase de π. Ce changement de phase peut être déduit facilement par le coefficient de réflexion en amplitude r, exprimé pour une incidence normale par :

$$r = \frac{n_i - n_f}{n_i + n_f}. \tag{2.2.1}$$

où n_i représente l'indice de réfraction du milieu contenant l'onde incidente, et n_f l'indice de réfraction du milieu dans lequel elle est transmise.

En revanche, si l'onde passe d'un milieu à indice de réfraction élevé $n_{Si_3N_4}$ vers un milieu à indice plus faible n_{SiO_2}, il n'y a pas de changement de phase.

La figure 2.4 illustre le processus par lequel une onde incidente subit des réflexions dans un DBR, ainsi que les valeurs de phase à chaque interface. Les valeurs encadrées en blanc indiquent les moments où l'onde subit un changement de phase de π lors de sa réflexion en passant d'un milieu à faible indice de réfraction vers un milieu à indice plus élevé.

D'autre part, l'onde qui se propage dans un milieu d'indice de réfraction n_i et d'épaisseur d_i subit également un changement de phase donné par [112] :

$$\phi = \frac{2\pi n_i d_i}{\lambda}. \tag{2.2.2}$$

Afin d'obtenir une réflexion maximale, il faut que les ondes réfléchies par chaque interface soient en phase. Le coefficient de réflexion r peut être écrit d'après la figure

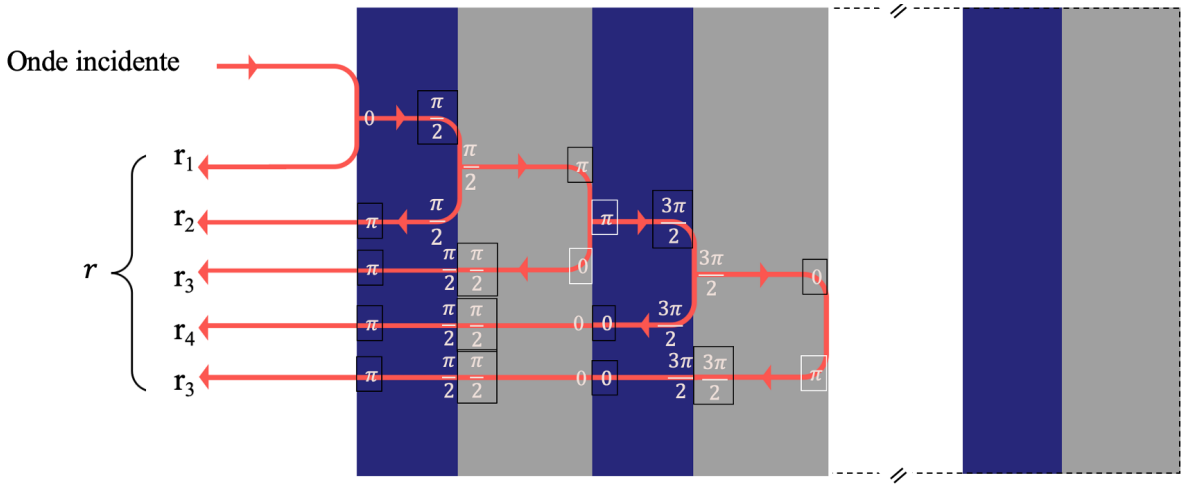


FIGURE 2.4 – Illustration schématique du processus de réflexion d'une onde incidente sur un réflecteur de Bragg, indiquant les valeurs de phase accumulées de l'onde, dans le cas où $n_{Si_3N_4} \cdot d_{Si_3N_4} = n_{SiO_2} \cdot d_{SiO_2} = \frac{\lambda}{4}$.

2.4 selon la somme :

$$r = \sum_{i=1}^{2N+1} r_i, \tag{2.2.3}$$

où r_i représente l'onde réfléchie à l'interface i et récupérée à l'entrée du réseau de Bragg. Le coefficient de réflexion est exprimé par [112] :

$$r = \frac{n_a(n_1)^{2N} - n_s(n_2)^{2N}}{n_a(n_1)^{2N} + n_s(n_2)^{2N}}. \tag{2.2.4}$$

Dans cette expression, N représente le nombre de périodes du réseau de Bragg, n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux constituant l'alternance (respectivement à haut et bas indice), n_a désigne l'indice du milieu incident, et n_s celui du substrat.
On peut remarquer facilement à partir de la relation (2.2.2) que l'épaisseur optique $n_i d_i$ contribue directement à l'accumulation de la phase de la lumière qui traverse la couche. Ainsi, le choix des épaisseurs a un rôle crucial pour les interférences constructives/destructives.

Les épaisseurs optiques correspondant à un quart de longueur d'onde $\frac{\lambda}{4}$ permettent d'avoir un déphasage entre l'onde réfléchie et son aller-retour dans une couche qui est de π(voir les valeurs de phase encadrées en noir dans la figure 2.4) [112]. Chaque traversée dans une couche d'épaisseur optique $\frac{\lambda}{4}$ entraîne un ajout de $\frac{\pi}{2}$. Cela montre clairement que les ondes réfléchies par deux couches successives peuvent être en phase en raison de la compensation de l'accumulation de phase π dans la couche d'indice de réfraction faible par la phase de réflexion π à l'interface avec la couche d'indice de réfraction élevé.

2.2.1.2 Influence de l'angle d'incidence sur la bande interdite photonique

La largeur de la bande interdite, lorsque les épaisseurs optiques des couches sont égales, peut être exprimée en fonction du contraste d'indice [111] :

$$\Delta\omega = \frac{4\omega_0}{\pi} \sin^{-1} \left| \frac{n_{Si_3N_4} - n_{SiO_2}}{n_{Si_3N_4} + n_{SiO_2}} \right|. \tag{2.2.5}$$

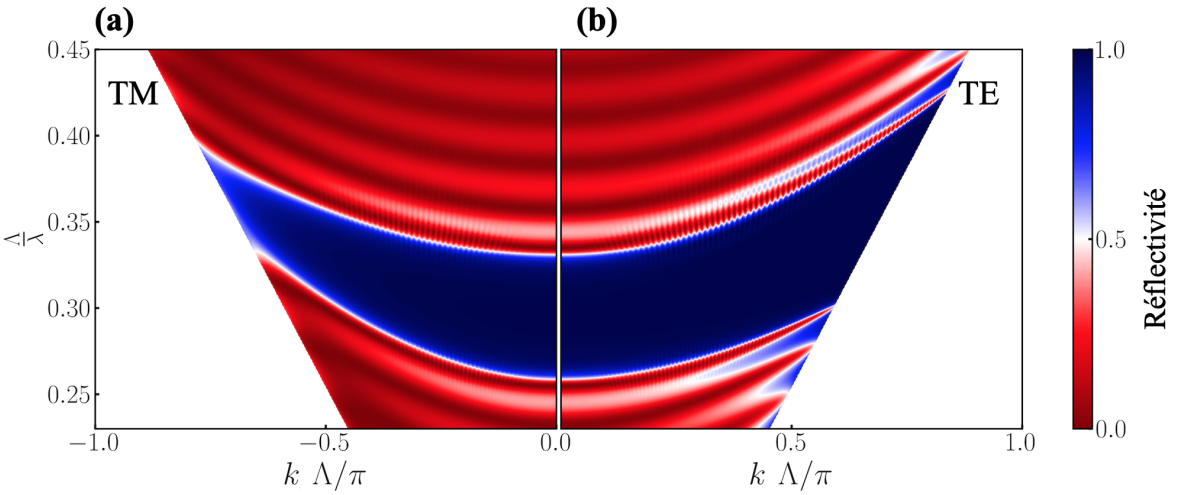


FIGURE 2.5 – Courbe de dispersion du DBR (a) pour la polarisation TM et (b) pour la polarisation TE avec $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$ et $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$.

Nous avons vu que l'épaisseur optique des couches affecte directement la bande interdite. L'angle d'incidence et la polarisation influencent également, comme le montre la figure 2.5, qui représente la réflectivité en fonction de $\frac{\Lambda}{\lambda}$ et en fonction du vecteur d'onde réduit pour les polarisations TE et TM. Ces courbes de dispersion sont obtenues en faisant varier l'angle d'incidence et en analysant la réflectivité en fonction de $\frac{k\Lambda}{\pi}$ et $\frac{\Lambda}{\lambda}$, où k est le vecteur d'onde , et θ représente l'angle d'incidence. Pour la polarisation TE, le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence, tandis que pour TM, E appartient au plan d'incidence. Il y a une infinité de choix pour le plan d'incidence, car dans le plan OXZ, nous avons une invariance de l'indice de réfraction, contrairement à la direction Y où nous avons la périodicité.

Sur la figure 2.5, les zones de couleur bleue représentent la réflexivité maximale, ce qui correspond à la bande interdite de notre réseau de Bragg. Nous pouvons remarquer que pour les incidences normales, les bandes interdites en TE et TM sont similaires. Cela est attendu, car en incidence normale, les deux configurations présentent des comportements identiques, en raison de l'homogénéité des couches du réseau de Bragg dans les directions X et Z. Notons également que, pour des angles d'incidence élevés, la bande interdite en configuration TE sont plus large que celle en configuration TM.

2.2.1.3 Influence du nombre de périodes

Le nombre de périodes N du réseau de Bragg agit principalement sur l'intensité de réflectivité. Cet effet est bien visible dans la figure 2.6, qui montre le spectre de

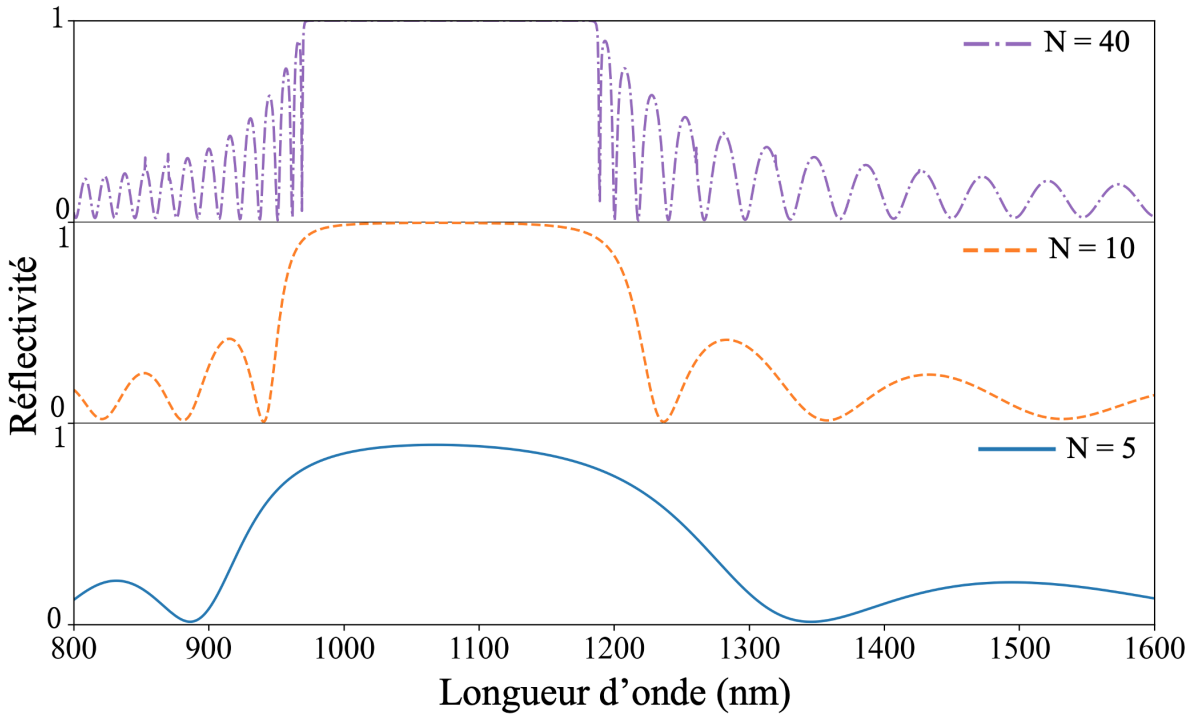


FIGURE 2.6 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de N, avec $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$ et $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$.

réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour trois valeurs de N. On observe que le gap devient plus net grâce à l'augmentation de l'intensité de réflectivité. On note aussi une augmentation de l'intensité de la réflectivité en dehors de la bande interdite. En effet, plus le nombre de bicouches est élevé, plus il y a d'interfaces qui réfléchissent les ondes, ce qui augmente l'intensité de l'onde réfléchie à la sortie. Cette intensité renforcée résulte de la somme de toutes les ondes réfléchies, à condition qu'elles soient en phase, condition assurée par le choix des épaisseurs optiques. Notons aussi que la réflectivité est affecté par sans oublier l'influence de l'angle d'incidence et de la polarisation. D'après la figure 2.7, qui représente la réflectivité en fonction de la longueur d'onde et du nombre de périodes N du réseau de Bragg, nous constatons qu'en passant de $N = 10$ à $N = 40$, le nombre de rebonds supérieurs augmente de 3 à plus de 12.

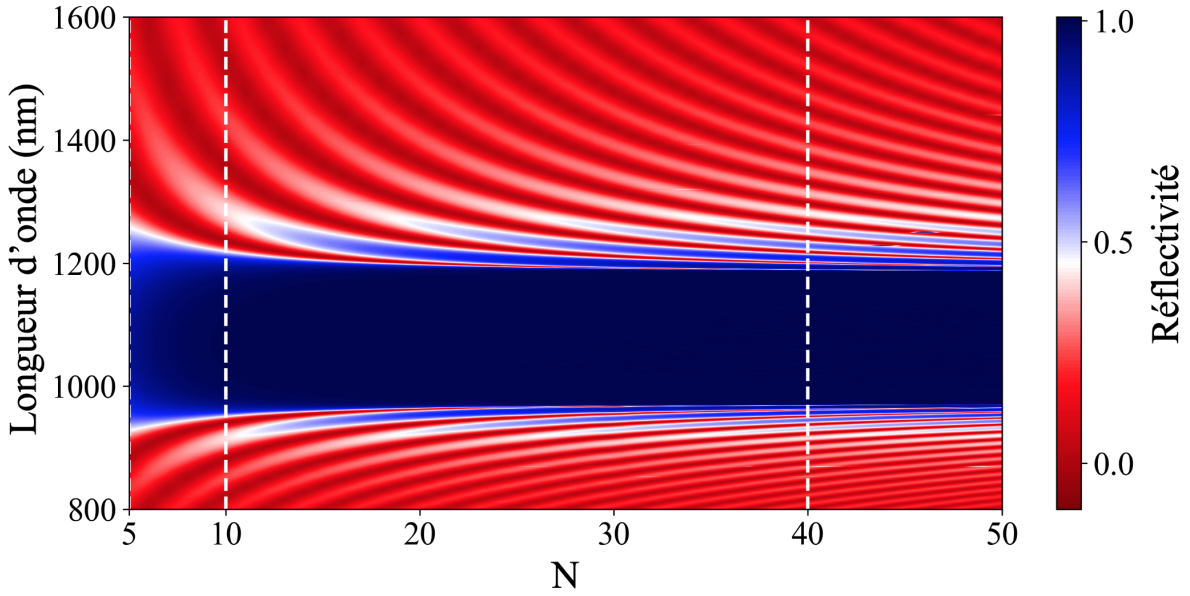


FIGURE 2.7 – Intensité de la réflectivité dans une figure représentant la longueur d'onde en fonction du nombre de périodes N, avec $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$ et $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$.

2.2.2 Plasmons de Tamm conventionnels

2.2.2.1 Caractéristiques de la résonance des plasmons de Tamm

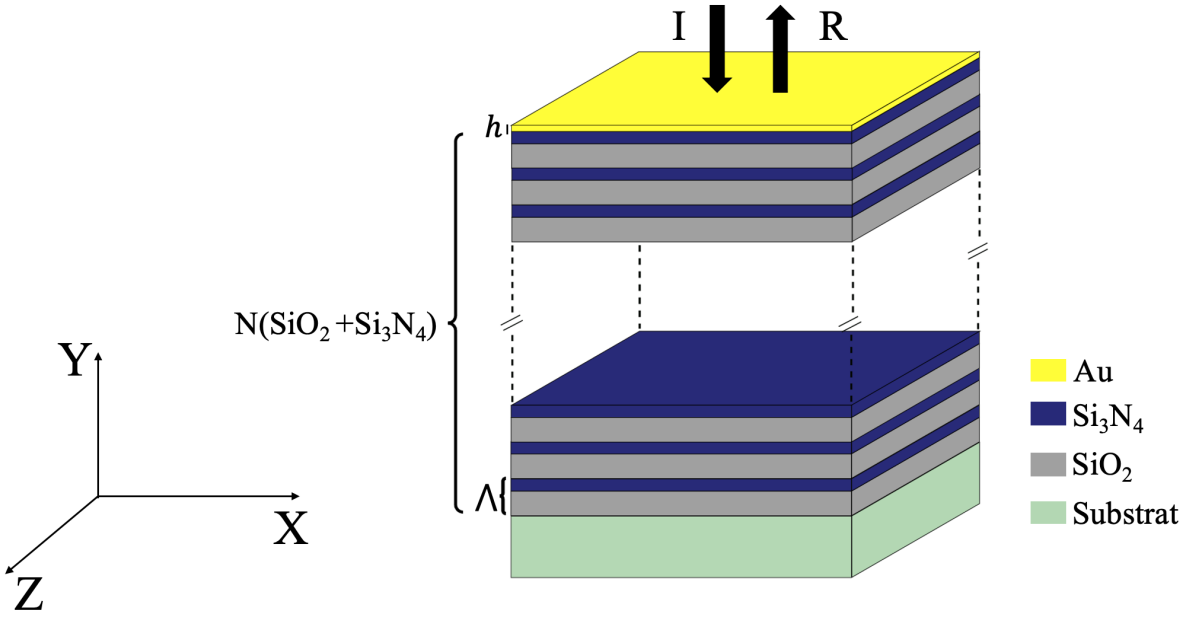


FIGURE 2.8 – Illustration schématique de la structure de Tamm conventionnel. h est l'épaisseur de la couche métallique déposée sur le DBR. L'ensemble est déposé sur un substrat.

Les plasmons de Tamm sont des états couplés exciton-photon se propageant entre une couche métallique et un réseau de Bragg. Ils peuvent être excités en mode transverse magnétique (TM) et en mode transverse électrique (TE), contrairement aux résonances de plasmon de surface, qui ne peuvent être excitées qu'en TM et nécessitent l'utilisation d'un prisme ou d'un réseau [113]. Ces états apparaissent à l'intérieur de la bande interdite photonique et leur courbe de dispersion est parabolique, se situant dans le cône de lumière. Cela les rend accessibles directement à des sources d'excitation sans avoir besoin de systèmes de couplage. De plus, ils présentent un confinement d'énergie important entre le métal et le réseau de Bragg, qui décroît de manière exponentielle dans ce dernier. Nous nous intéressons à ce confinement, dont l'objectif est d'explorer cette énergie pour des applications de détection.

Pour exploiter pleinement les propriétés des plasmons de Tamm, il est essentiel de considérer le choix des indices des matériaux, ainsi que l'épaisseur des couches et le nombre de périodes du réseau de Bragg, car ces paramètres sont des ingrédients nécessaires pour obtenir une bande interdite dans la gamme qui nous intéresse.
L'étape suivante consiste à ajouter le métal sur le réseau de Bragg afin d'exciter ces plasmons. La figure 2.8 illustre la structure classique de Tamm, où la couche métallique d'épaisseur h est déposée sur un réseau de Bragg en SiO_2/Si_3N_4 avec N périodes.

La réponse optique de la structure présentée dans la figure 2.8 est illustrée sur la figure 2.9, qui montre les spectres de transmission et d'absorption, ainsi que la réflectivité de la structure de Tamm. Nous observons un creux de réflectivité à 1128 nm et un pic d'absorption à cette même longueur d'onde, ce qui correspond à la résonance de Tamm.

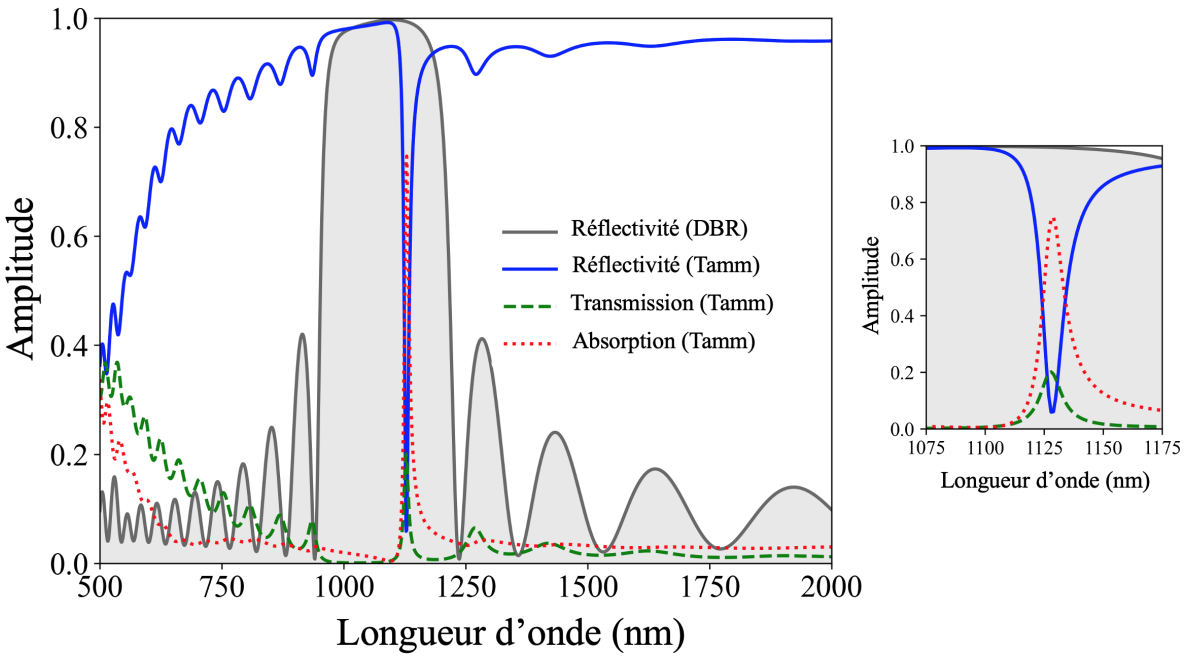


FIGURE 2.9 – Spectres de transmission, d'absorption, et de réflectivité de la structure de Tamm. La courbe en gris illustre la réflectivité par le DBR. La courbe à droite montre un zoom sur la résonance de Tamm. Dans cet exemple, nous avons pris $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$, $h = 30\,\text{nm}$ et $N = 10$.

Pour les indices de réfraction de l'or, nous avons utlisés les valeurs expérimentales de Jhonson et Christy [114]. Cette résonance se situe dans la bande interdite du réseau de Bragg. Le spectre de réflectivité du DBR, représenté en gris, montre cela clairement et sert à repérer la position de la résonance de Tamm dans la bande interdite photonique. Cette position dépend de la condition d'accord de phase que nous abordons dans cette partie. On note que cet accord de phase peut être fortement influencé par la variation de l'épaisseur de la dernière couche du réseau de Bragg en contact avec l'or [2].
La figure 2.10 présente les distributions des champs électrique et magnétique de la résonance de Tamm le long de la structure. Nous remarquons que les deux distributions présentent une décroissance exponentielle le long des couches du réseau de Bragg. Cette décroissance dépend des indices de réfraction des couches constitutives du réseau de Bragg et devient plus marquée en s'éloignant de l'interface métal/DBR. La profondeur de pénétration dans le réflecteur de Bragg est donnée par la relation suivante [1].

$$\delta_{\text{DBR}} = \frac{\Lambda}{2|n_{Si_3N_4} - n_{SiO_2}|} \tag{2.2.6}$$

La profondeur de pénétration dans l'or est donnée par la relation suivante :

$$\delta_{\text{peau}} = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega_p}},$$

où μ représente la perméabilité magnétique, σ désigne la conductivité électrique et ω_p correspond à la fréquence de plasma.

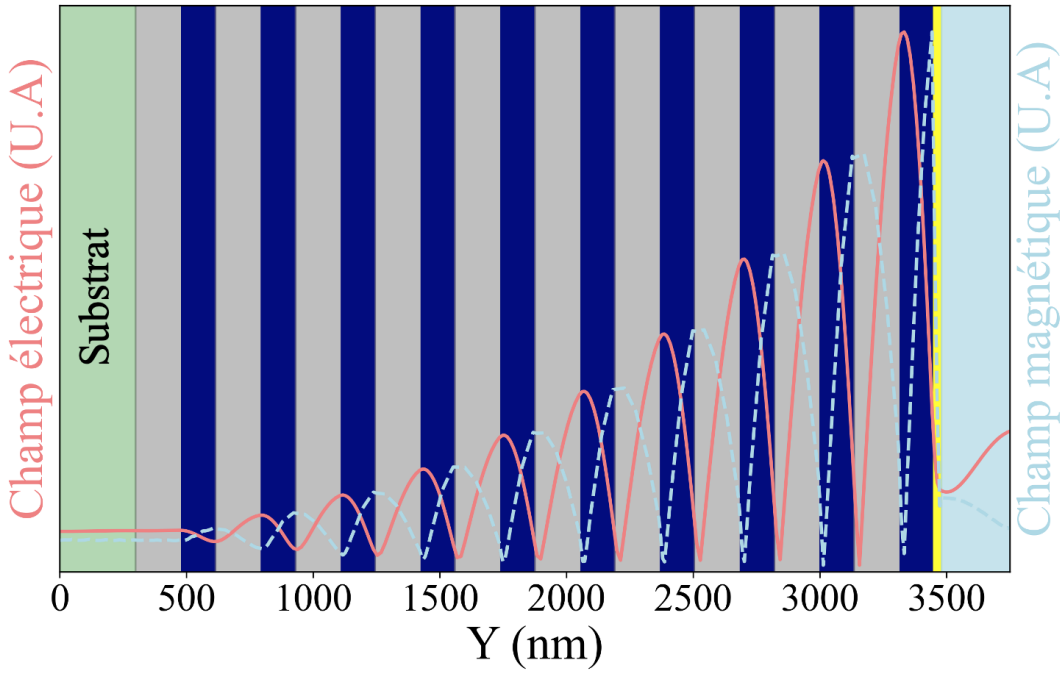


FIGURE 2.10 – Distribution du champ électrique (courbe en traits continus) et du champ magnétique (courbe en traits discontinus) le long de la structure pour le mode de Tamm représenté dans la figure 2.9.

La figure 2.11 représente la dépendance du mode de Tamm en fonction du vecteur d'onde réduit, pour les polarisations TE et TM. On observe une courbe parabolique au voisinage de $\frac{k\Lambda}{\pi} \approx 0$. Il en ressort que l'énergie des modes de Tamm en TM est plus élevée que celle des modes en TE pour des angles d'incidence élevés.

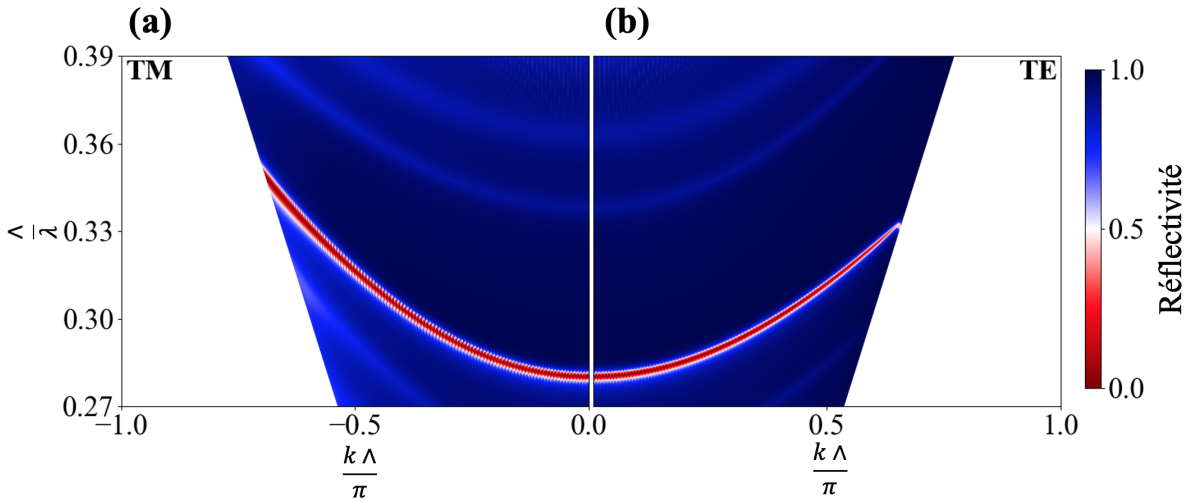


FIGURE 2.11 – Courbes de dispersion représnetant l'inverse de la longueur d'onde réduite $\left(\frac{\Lambda}{\lambda}\right)$ en fonction du vecteur d'onde réduit $\frac{k\Lambda}{\pi}$: (a) pour la polarisation TM et (b) pour la polarisation TE dans la structure de Tamm, avec $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$ et $N = 10$.

La physique derrière l'observation du mode de Tamm à l'interface métal/DBR repose sur l'interaction de deux phénomènes. D'une part, le réseau de Bragg réfléchit l'onde dans des gammes spécifiques de longueurs d'onde. D'autre part, la permittivité négative du métal joue un rôle clé pour que celui-ci soit réfléchissant. Ces deux éléments agissent comme des miroirs, confinant la lumière à leurs interfaces, ce qui est équivalent à un confinement dans une cavité optique d'épaisseur nulle [1].

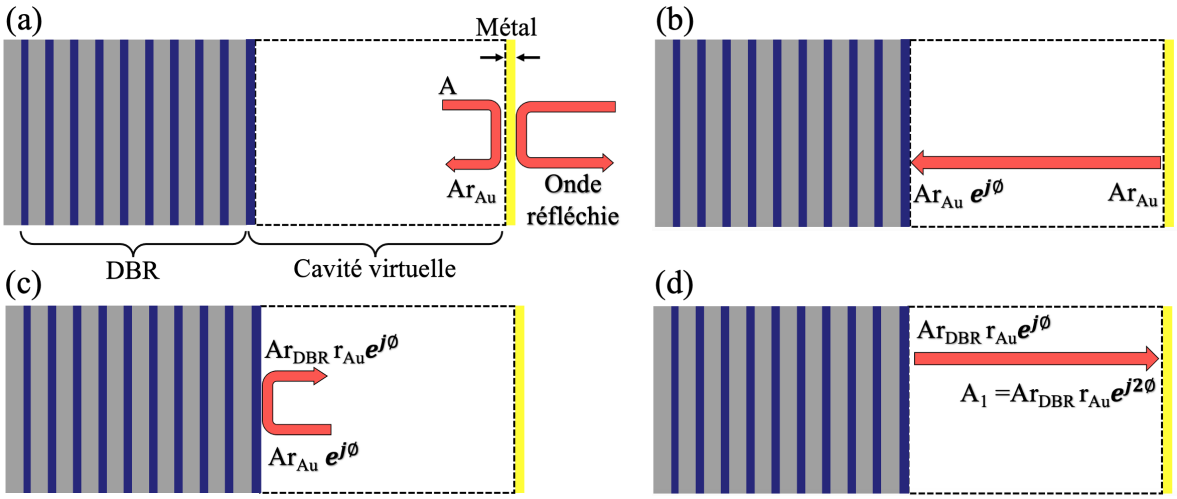


FIGURE 2.12 – Illustration schématique du processus d'accumulation de phase dans une cavité virtuelle entre la couche d'or et le DBR.

L'excitation du mode de Tamm du côté du film d'or nécessite une couche métallique suffisamment fine pour permettre le couplage à travers l'onde évanescente.
Pour expliquer ce phénoméne physique, nous considèrons une onde d'amplitude complexe A (figure 2.12(a)). Pour simplifier le problème, nous supposons qu'elle se propage dans la direction perpendiculaire à l'empilement périodique des couches de DBR. Lorsqu'elle atteint l'interface métal/cavité virtuelle, elle est réfléchie par le métal, et son amplitude devient Ar_{Au}. Lorsqu'elle traverse la cavité, elle accumule une phase ϕ_c (figure 2.12(b)). Lorsqu'elle atteint l'interface cavité/DBR, son amplitude devient $Ar_{\mathrm{DBR}}r_{\mathrm{Au}}e^{i\phi_c}$ (figure 2.12(c)), puis, en traversant à nouveau la cavité, elle accumule une phase supplémentaire ϕ_c, et son amplitude complexe devient donc $Ar_{\mathrm{DBR}}r_{\mathrm{Au}}e^{i2\phi_c}$ (figure 2.12(d)).
Pour qu'un mode soit confiné à l'intérieur de la cavité virtuelle, l'onde d'amplitude complexe A doit rester en phase avec elle-même et conserver son amplitude après l'aller-retour, c'est-à-dire $A = A_1$, où A_1 représente l'amplitude de l'onde après un aller-retour, cela donne :

$$r_{\mathrm{DBR}}r_{\mathrm{Au}}\exp(2i\Phi_c) = 1. \tag{2.2.7}$$

Ceci est la condition d'accord de phase, qui est responsable de l'existence du mode de Tamm entre le métal et le réseau de Bragg à une longueur d'onde bien définie. Cette condition est exprimée par :

$$\arg\left(r_{\mathrm{DBR}}r_{\mathrm{Au}}\exp(2i\phi_c)\right) = 2n\pi \quad \text{avec} \quad n \in \mathbb{N} \tag{2.2.8}$$

La phase ϕ_c correspond à la phase de propagation de la lumière dans la cavité le long de l'axe y, définie par :

$$\phi_c = \frac{2\pi n_c d_c}{\lambda}$$

où n_c est l'indice de réfraction de la cavité et d_c son épaisseur. Le paramètre r_{DBR} représente le coefficient de réflexion complexe de la lumière incidente sur le réseau de Bragg, tandis que r_{Au} désigne le coefficient de réflexion complexe de la lumière incidente sur l'or.
Puisque la cavité est virtuelle $d_c \to 0$, l'expression de l'équation (2.2.7) devient :

$$r_{\mathrm{DBR}} r_{\mathrm{Au}} = 1 \tag{2.2.9}$$

Le coefficient de réflexion sur le métal, r_{Au}, peut être exprimé à l'aide de la formule classique de Fresnel :

$$r_{\mathrm{Au}} = \frac{n_{\mathrm{Si_3N_4}} - n_{\mathrm{Au}}}{n_{\mathrm{Si_3N_4}} + n_{\mathrm{Au}}} \tag{2.2.10}$$

où n_{Au} est l'indice de réfraction du métal qui peut être exprimé selon le modèle de Drude comme suit :

$$n_{\mathrm{Au}}^2 = \epsilon_r \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)}\right) \tag{2.2.11}$$

ω représente la pulsation de l'onde, ω_p est la pulsation du plasma, ϵ_r est la permittivité relative du métal, et Γ est le taux de collision plasmonique.
Lorsque $\omega \ll \omega_p$ et que le taux de collision est faible, l'indice de réfraction n_{Au} devient :

$$n_{\mathrm{Au}} \approx i\frac{\omega_p \sqrt{\epsilon_r}}{\omega} \tag{2.2.12}$$

Le coefficient de réflexion en amplitude (métal)

$$r_{\mathrm{Au}} \approx -1 - \frac{2i n_{\mathrm{Si_3N_4}} \omega}{\sqrt{\epsilon_r}\omega_p} \approx \exp\left(i\left(\pi + \frac{2n_{\mathrm{Si_3N_4}}\omega}{\sqrt{\epsilon_r}\omega_p}\right)\right) \tag{2.2.13}$$

Concernant le coefficient de réflexion du réseau de Bragg r_{DBR}, il peut être obtenu par la méthode des matrices de transfert. Si le réseau est constitué d'un grand nombre de couches, pour une onde dont la pulsation ω est proche de la pulsation de Bragg ω_0, le coefficient de réflexion r_{DBR} prend la forme suivante [1] :

$$r_{\mathrm{DBR}} = \mathrm{sgn}(n_{\mathrm{SiO_2}} - n_{\mathrm{Si_3N_4}}) \exp\left(i\beta\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right), \tag{2.2.14}$$

où

$$\beta = \frac{\pi n_{\mathrm{Si_3N_4}}}{n_{\mathrm{Si_3N_4}} - n_{\mathrm{SiO_2}}}. \tag{2.2.15}$$

Le signe de r_{DBR} dépend de la comparaison entre les indices de réfraction $n_{\mathrm{Si_3N_4}}$ et $n_{\mathrm{SiO_2}}$. C'est pourquoi nous avons choisi de placer le nitrure de silicium directement en contact avec l'or, afin que la fonction signe soit négatif, ce qui permet l'excitation du mode de Tamm.

En remplaçant les expressions r_{DBR} et r_{Au} données par les équations (2.2.14) et (2.2.13) dans l'équation (2.2.8), on obtient :

$$\pi + \beta\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right) + \pi + \frac{2n_{\mathrm{Si_3N_4}}\omega}{\sqrt{\epsilon_r}\omega_p} = 2p\pi \quad \text{avec} \quad p \in \mathbb{N} \tag{2.2.16}$$

Au voisinage de ω_0, la décroissance de l'onde à l'intérieur du DBR est minimale, ce qui correspond à $p = 0$. La résolution de l'équation (2.2.16) nous donne la pulsation du mode plasmon de Tamm :

$$\omega \approx \frac{\omega_0}{1 + \frac{2n_{\mathrm{Si_3N_4}}\omega_0}{\sqrt{\epsilon_r}\beta\omega_p}} \tag{2.2.17}$$

Nous remarquons que la longueur d'onde d'apparition du mode de Tamm diffère de la longueur d'onde centrale de la bande interdite photonique du réseau de Bragg et dépend également de la fréquence plasma du métal. Puisque la courbe de dispersion des plasmons de Tamm est parabolique, elle peut être écrite sous la forme :

$$\omega = \frac{\hbar^2 K^2}{2m} + \omega_{\mathrm{Tamm}}(0) \tag{2.2.18}$$

où m est la masse effective des plasmons de Tamm, $\omega_{\mathrm{Tamm}}(0)$ est la pulsation du mode de Tamm lorsque l'onde incidente arrive en incidence normale.
Le fit de la courbe de dispersion de la figure 2.11 permet de trouver la valeur de cette masse m. Puisque la masse de l'électron libre est connue, on peut établir une relation entre les deux masses. En effet, pour la polarisation TE la masse effective des plasmons est plus grande que pour la polarisation TM, ce qui entraîne une fréquence plus basse pour la courbe de dispersion des plasmons de Tamm en TE par rapport à la polarisation TM. Celà à été déjà établi dans d'autres travaux [1, 83].

2.2.2.2 Influence de l'épaisseur de la couche d'or

Afin de justifier le choix de l'épaisseur de la couche d'or et de démontrer son importance, nous présentons les spectres de réflexion pour différentes épaisseurs de la couche d'or (figure 2.13). On observe qu'en ajoutant une couche d'épaisseur $h = 10\,\mathrm{nm}$, le mode de Tamm apparaît près de la limite supérieure de la bande interdite. La largeur du pic diminue avec l'augmentation de l'épaisseur du métal, tandis que son intensité de réflexion croît en fonction de cette épaisseur. C'est pourquoi nous avons retenu $h = 30\,\mathrm{nm}$, car cette épaisseur optimise l'intensité de réflexion tout en préservant une largeur de pic adéquate. Notons également que le pic se déplace légèrement vers le bleu en fonction de h. Cet effet, à été observé pour les métaux tels que l'or et l'argent [115].

Outre l'épaisseur du métal, la résonance de Tamm est également influencée par les caractéristiques du réseau de Bragg. En particulier, l'augmentation du nombre de périodes N élargit la bande interdite photonique, rendant le pic de résonance plus marqué et améliorant ainsi le facteur de qualité [113].

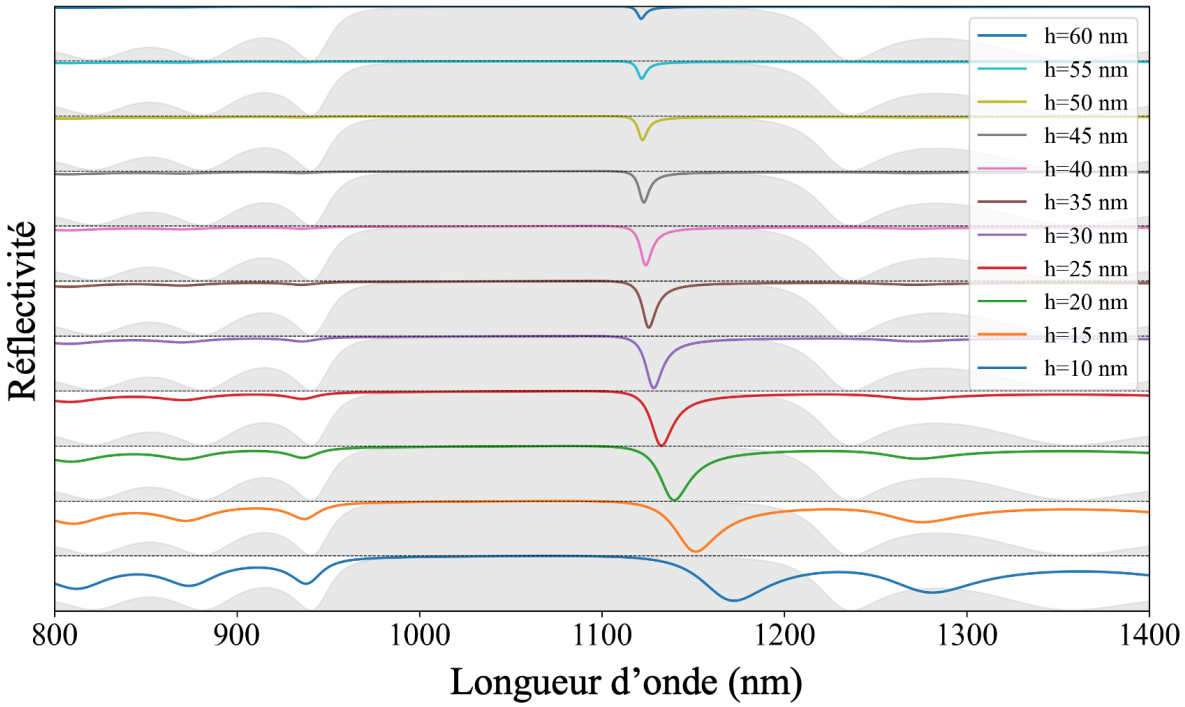


FIGURE 2.13 – (a) Spectre de réflectivité de la structure de Tamm en fonction de l'épaisseur d'or h. Les spectres sont décalés verticalement pour la visibilité. Avec $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$ et $N = 10$. Le remplissage en gris représente la réflexion du DBR sans métal.

2.3 États de Tamm induits par un réseau nanostructuré

2.3.1 Étude de la structure de Tamm sans matériaux poreux

2.3.1.1 Origine physique des modes induits par le réseau nanostructuré

Afin de rendre la structure de Tamm conventionnelle exploitable en détection, nous remplaçons la couche métallique continue par un réseau métallique nanostructuré. Ce réseau est composé de nanorubans de largeur w et de période a. Dans notre cas, nous avons choisi $a = 480\,\text{nm}$ et $w = 260\,\text{nm}$. Cette nanostructuration permet à l'analyte d'être en contact direct à la fois avec le métal et le réseau de Bragg.

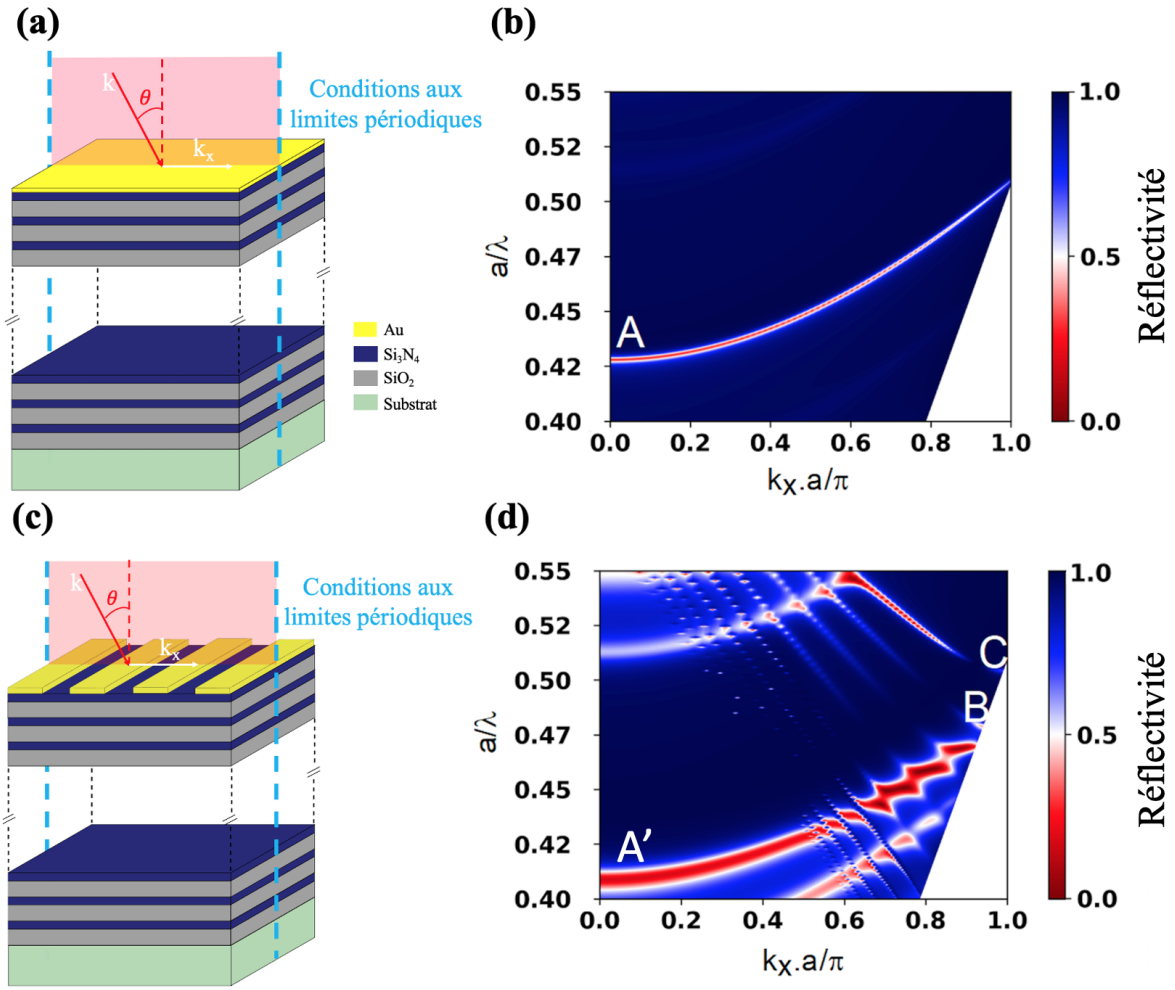


FIGURE 2.14 – (a) Illustration de la structure Tamm plasmonique conventionnelle. (b) Courbe de dispersion du mode de Tamm plasmonique. (c) Illustration de la structure permettant l'observation des modes de Tamm plasmonique avec un réseau d'or nanostructuré de période $a = 480\,\text{nm}$ et $w = 260\,\text{nm}$, (d) sa courbe de dispersion, avec $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$, $h = 40\,\text{nm}$ et $N = 10$.

La figure 2.14 illustre les courbes de dispersion associées au mode de Tamm conventionnel et à celui obtenu avec la structure intégrant un réseau d'or nanostructuré. Le mode de Tamm conventionnel , illustré dans la figure 2.14(b), reste inchangé. En effet, sa distribution du champ électrique dans la structure ne varie pas en fonction de l'angle d'incidence et demeure toujours confinée entre le métal et le DBR (voir figure 2.15(a)). La nanostructuration du métal engendre un nouveau mode, appelé mode métal, qui apparaît à de courtes longueurs d'onde pour des angles d'incidences élevés. La carte de module du champ électrique à la limite de la première zone de Brillouin montre une localisation entre le métal et le DBR (figure 2.15(b)). En outre, une autre branche apparaît à des longueurs d'onde plus élevées. Le mode A', appartenant à cette branche et correspondant à une incidence normale, présente une distribution du champ électrique similaire à celle du mode de Tamm conventionnel. Cependant, à mesure que l'angle

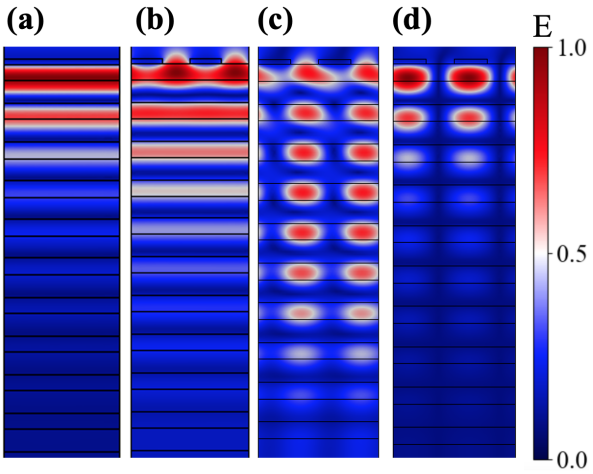


FIGURE 2.15 – Module du champ électrique des modes présentés sur les courbes de dispersion dans la figure 2.14(a) et (b) : (a) mode A, (b), (c) et (d) modes A', B et C.

d'incidence augmente, le champ électrique associé au mode se localise progressivement entre l'air et le DBR (figure 2.15(c)).
L'existence des deux branches dans la courbe de dispersion de la structure de Tamm avec le réseau nanostructuré (figure 2.14(d)) s'explique par la création d'une simple périodicité horizontale dans l'or (un seul nanoruban par période) , ce qui induit le repliement de la courbe parabolique des plasmons de Tamm dans l'espace des vecteurs d'onde (figure 2.16) avec une périodicité de $2\pi/a$. Les paraboles en rouge dans la figure 2.16 représentent les modes propagatifs, tandis que celles en bleu indiquent les modes contre-propagatifs.

Sur la figure 2.16, le couplage aux points de croisement des courbes paraboliques entraîne une levée de dégénérescence, conduisant à la formation d'une bande interdite plasmonique à la limite de la première zone de Brillouin (zone en beige, de $[-\pi, \pi]$). Les limites inférieure et supérieure de cette bande interdite plasmonique, notées B (mode air) et C (mode métal) respectivement dans la figure 2.14(d), sont illustrées par leurs cartes de champ électrique dans les figures 2.15(c) et 2.15(d). Ce phénomène de repliement de la courbe parabolique a été observé précédemment dans une structure composée d'un DBR TiO_2/SiO_2 recouvert d'un réseau 1D d'argent [116], ainsi que dans un DBR Si/SiO_2 recouvert de nanorubans d'or [88].

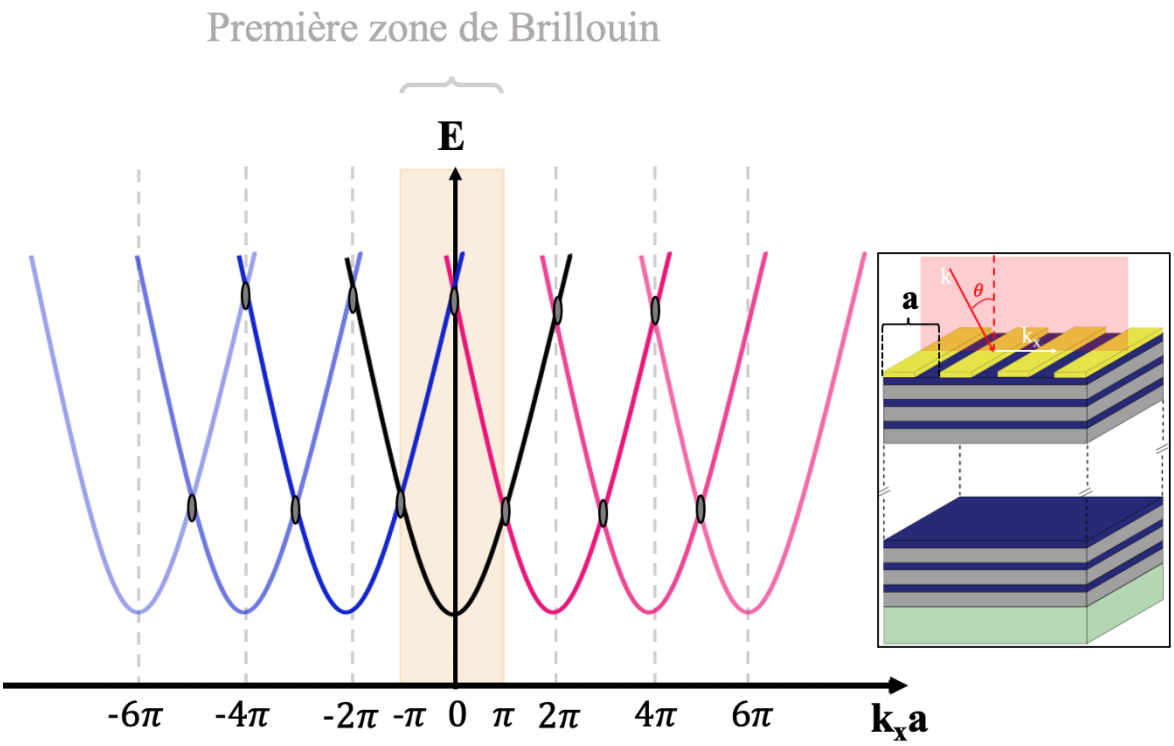


FIGURE 2.16 – Schéma illustrant la réplication de la courbe parabolique des plasmons conventionnels dans l'espace des vecteurs d'onde, conséquence directe de la périodicité du réseau d'or 1D selon la direction x. L'encadré inséré dans la figure représente la structure de Tamm avec une simple période sur l'axe des x. La zone colorée en beige représente la premiére zone de Brillouin.

Cependant, comme le montre la courbe de dispersion de la figure 2.14(d), nous remarquons que les modes B et C situés aux limites de la première zone de Brillouin, ne sont pas donc couplés à l'excitation normale. Pour les rendre accessibles à une incidence normale, nous devons rompre la symétrie du réseau d'or nanostructuré.

La dissymétrisation de la structure est réalisée en ajoutant deux paramètres : un facteur de décalage et un facteur de réduction. Nous avons pris un nanoruban sur deux de la figure 2.14(c), dont nous avons réduit la largeur et décalé le centre afin d'introduire une dissymétrie dans la nanostructure. Cela permet d'obtenir une nanostructure avec une double période. La figure 2.17 présente une illustration schématique de la structure de Tamm à double période, composée de deux nanorubans de largeurs différentes par période $2a$, déposés sur un DBR SiO_2/Si_3N_4. Le premier nanoruban est fixe, avec une largeur w et une hauteur h, tandis que le second nanoruban est décalé de sa position initiale par un facteur de décalage $s \geq 0$. Sa largeur est réduite d'un facteur $0 < f \leq 1$ (voir figure 2.17(b)). L'excitation de la structure est induite par une incidence normale d'une onde électromagnétique polarisée en TE (la composante du champ électrique est parallèle aux nanorubans). La figure 2.18 représente les spectres de réflectivité, d'absorption et de transmission de la structure de Tamm à double période, dont les paramètres géométriques ont été obtenus par optimisation. Les paramètres utilisés pour cette nanostructure sont : $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$, $a = 480\,\text{nm}$, $w = 260\,\text{nm}$,

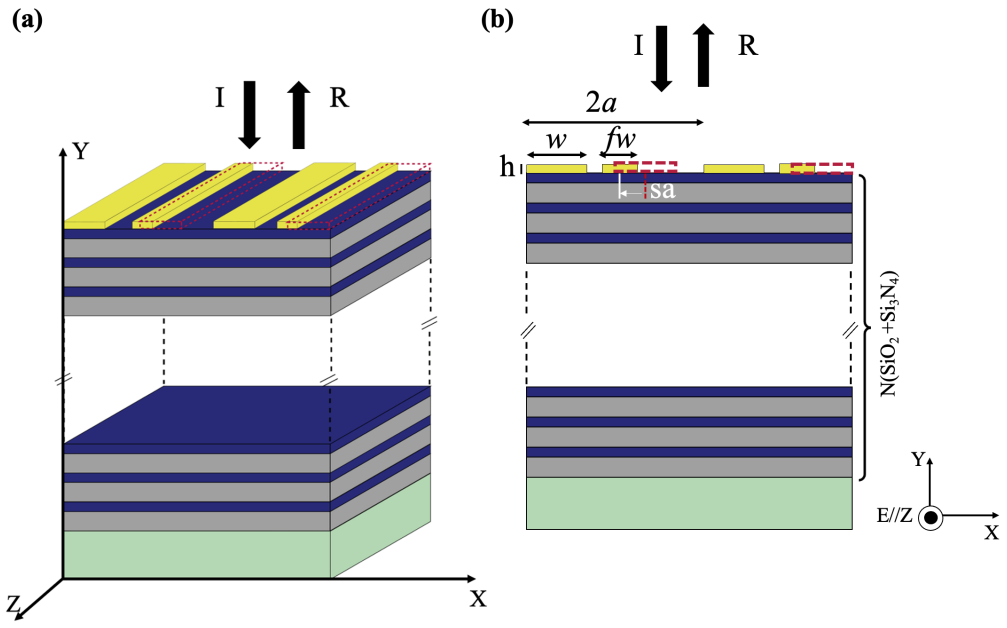


FIGURE 2.17 – Illustration de la structure Tamm plasmonique à double période, composée de deux nanorubans par période $2a$, déposés sur un DBR $(SiO_2/Si_3N_4)_N$: (a) illustration 3D et (b) illustration 2D. Les rectangles présentés en couleur rouge grenat en pointillés représentent les seconds nanorubans avant le décalage ($s = 0$) et le rétrécissement ($f = 1$).

$h = 40\,\text{nm}$, $s = 0.21$, $f = 0.4$, et $N = 10$. L'objectif de cette optimisation est d'observer les modes air et métal dans la bande interdite, induite par la périodicité verticale du DBR, choisie pour les raisons évoquées dans la section précédente. Tous les paramètres géométriques influencent les modes, avec un effet particulièrement marqué de la période a sur leurs positions, suivie par la largeur des nanorubans w, dont l'effet varie en fonction des valeurs des paramètres s et f. Notons que l'impact des autres paramètres reste moins marqué. Notre intérêt s'est également porté sur le facteur de qualité des modes et sur l'augmentation de l'énergie des modes, car notre objectif final est d'utiliser ces modes pour la détection optique.

La réponse optique de la structure de Tamm à double période, à l'excitation d'une onde électromagnétique polarisée en TE en incidence normale, est illustrée dans la figure 2.18. Elle montre clairement que la dissymétrisation du réseau nanostructuré d'or permet l'excitation de deux modes dans la bande interdite photonique en incidence normale, ce qui n'est pas possible avec le réseau nanostructuré symétrique (contenant un nanoruban par période). Le mode à $\lambda = 976\,\text{nm}$ qui apparaît sur la figure 2.18 est un mode métal. Les cartes des champs électrique et magnétique (figure 2.19(a)) montrent une localisation exponentiellement décroissante entre l'or et le réseau de Bragg. Ce profil ressemble aux plasmons Tamm conventionnels [110]. Le mode à $\lambda = 1007\,\text{nm}$ est appelé mode air, car sa carte du champ électrique dans la figure 2.19(b) montre une localisation entre l'air et le réseau de Bragg, et il décroît plus lentement que le mode métal. Sa carte du champ magnétique montre une localisation à proximité des extrémités des nanorubans les plus proches, marquées X_1 et X_2 dans l'agrandi de la figure 2.19(b). Cela indique que ce mode est dû aux interactions entre les nanorubans.

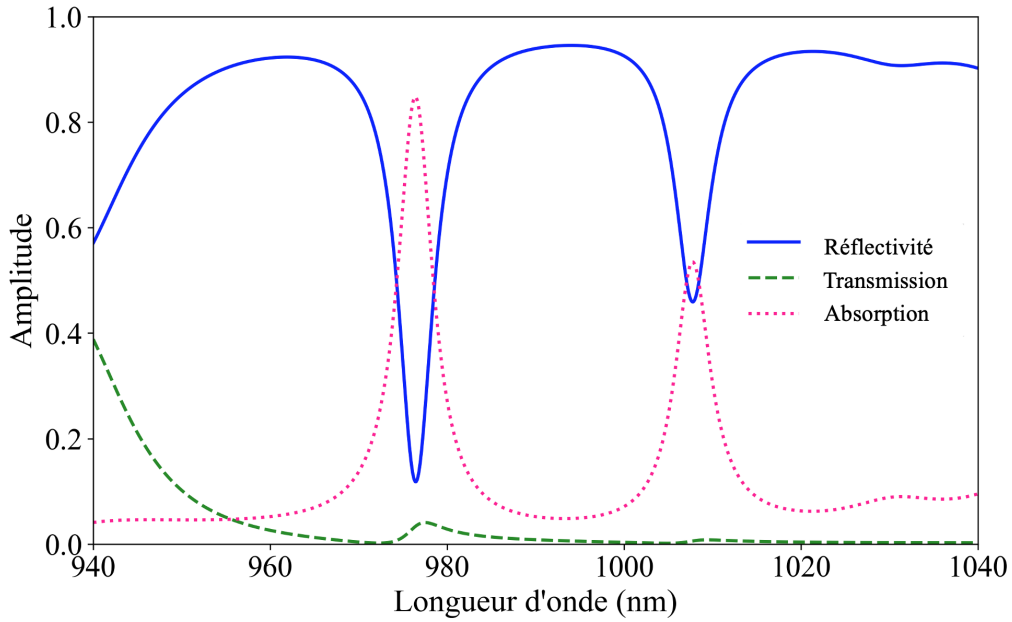


FIGURE 2.18 – Spectres de réflectivité (bleu), d'absorption (rose) et de transmission (vert) de la structure Tamm à double période en fonction de la longueur d'onde, avec $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$, $a = 480\,\text{nm}$, $w = 260\,\text{nm}$, $h = 40\,\text{nm}$, $s = 0.21$, $f = 0.4$, $N = 10$ et $\theta = 0°$.

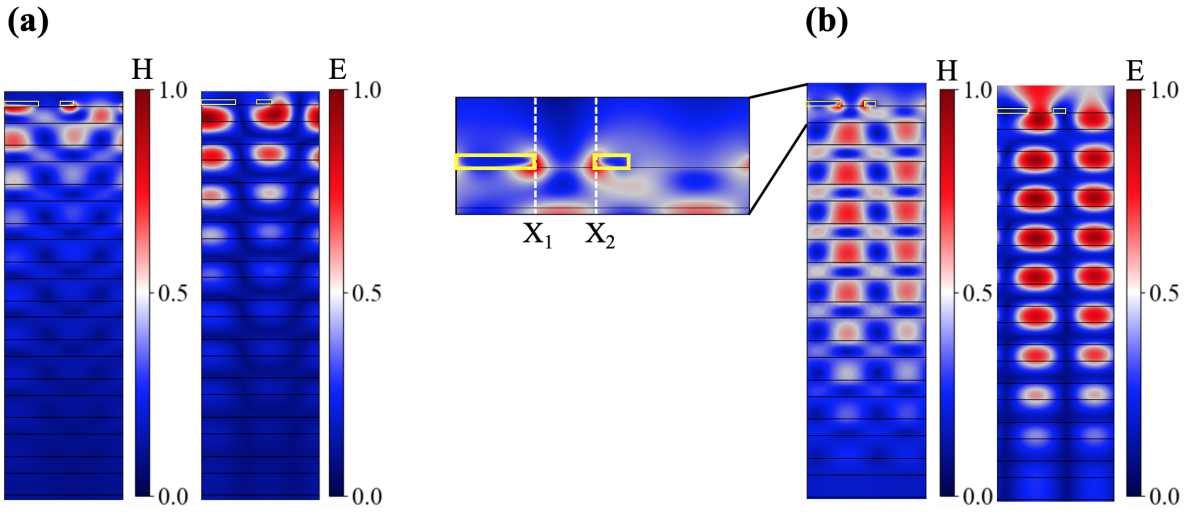


FIGURE 2.19 – Cartes des champs électrique et magnétique pour (a) le mode métal à $\lambda = 976\,\text{nm}$ et (b) le mode air à $\lambda = 1007\,\text{nm}$. L'encadré montre un zoom sur la proximité des nanoparticules, illustrant la localisation du champ magnétique du mode air.

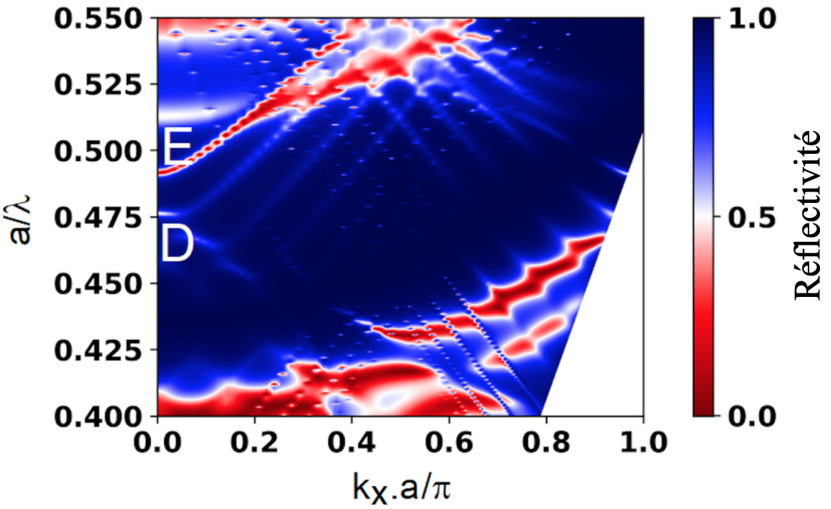


FIGURE 2.20 – Courbe de dispersion de la structure Tamm à double période . Les paramètres géométriques sont : $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$, $w = 260\,\text{nm}$, $h = 40\,\text{nm}$, $s = 0.21$, $f = 0.4$, $N = 10$.

Pour comprendre l'origine de l'accessibilité des modes air et métal à l'incidence normale dans le cas de la dissymétrisation du réseau nanostructuré, nous présentons la courbe de dispersion de cette structure (figure 2.20) qui s'étend au-delà de la moitié de la première zone de Brillouin, afin de l'interpréter par rapport à celle de la simple période. La dissymétrisation de la structure entraîne une augmentation de la période, qui devient $2a$ (au lieu de a dans le cas de la simple période), ce qui réduit la taille de la première zone de Brillouin et provoque un repliement des branches de la courbe de dispersion. Cela conduit à l'apparition des modes air et métal. Les points D et E (figure 2.20), respectivement au centre de la zone de Brillouin, permettant leur excitation à l'incidence normale. Les cartes des champs associés aux modes D et E sont déjà présentées dans la figure 2.19.
Nous rappelons que les courbes de dispersion respectives, présentées dans les figures 2.14(b), 2.14(d) et 2.20, ont été obtenues en faisant varier l'angle d'incidence et en analysant la réflectivité en fonction de $k_x a/\pi$ et a/λ, où k_x désigne la projection du vecteur d'onde sur l'axe de périodicité horizontal du réseau d'or ($k_x = k\sin(\theta)$), et θ est l'angle d'incidence défini par l'angle entre l'onde du rayon incident et la normale N.

2.3.1.2 Impact des caractéristiques géométriques du réseau nanostructuré

Nous avons montré que les modes air et métal, observés au centre de la première zone de Brillouin, n'apparaissent qu'en introduisant une dissymétrie dans le réseau métallique nanostructuré. Puisque les paramètres $s \neq 0$ et $f \neq 1$ (sinon, la structure reflète celle à simple période) sont responsables de l'observation de ces modes, nous commençons par étudier leur influence afin de mieux comprendre l'impact de chacun d'eux. Nous représentons l'absorption en fonction de la longueur d'onde et du facteur de décalage (s) dans la figure 2.21(a), et en fonction de la longueur d'onde et du facteur de réduction (f) dans la figure 2.21(b) pour la structure de Tamm optimisée.

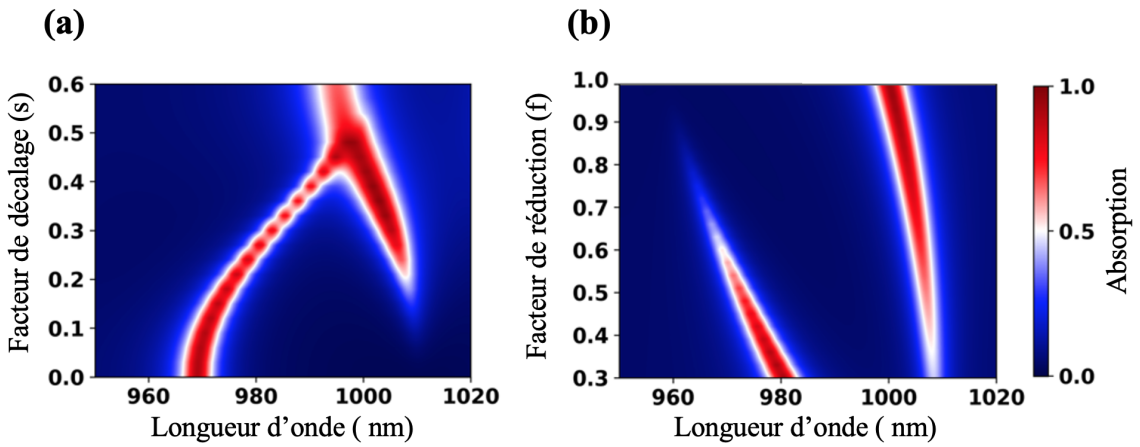


FIGURE 2.21 – Absorption en fonction de la longueur d'onde et (a) du facteur de décalage s pour $f = 0.4$, (b) du facteur de réduction f pour $s = 0.21$, avec $a = 480\,\text{nm}$, $w = 260\,\text{nm}$, $h = 40\,\text{nm}$, $N = 10$ et $\theta = 0°$.

Pour $s = 0$, le mode air est absent. En effet, pour l'exciter, il est nécessaire de rompre la symétrie de la structure au niveau des positions des nanorubans (un nanoruban sur deux). À noter que la largeur de la bande interdite plasmonique diminue progressivement à mesure que la valeur de s se rapproche de $s = 0.45$. En ce point, les modes air et métal commencent à se coupler. Contrairement au facteur de décalage, le facteur de réduction influence la présence du mode métal, qui est seulement excité lorsque les deux nanorubans ont des largeurs différentes même s'ils ne sont pas décalés l'un par rapport à l'autre. De plus, une augmentation du facteur de réduction entraîne une bande interdite plasmonique plus large (figure 2.21(b)).

La figure 2.22 présente les spectres de réflectivités pour différentes valeurs de la période du réseau nanostructuré d'or. Nous constatons que, à mesure que la période a diminue, les modes air et métal se déplacent vers des longueurs d'onde plus petites et la distance entre eux diminue progressivement jusqu'à ce qu'ils se couplent pour $a = 240\,\text{nm}$. Cette réduction de a équivaut à rapprocher les deux nanorubans les plus proches au sein d'une même période, ce qui explique l'apparition du couplage, déjà observé dans la figure 2.21(a) pour la variation du facteur de réduction s. La carte du champ électrique dans la figure 2.23(a) illustre clairement ce phénomène de couplage.

Par ailleurs, lorsque $a = 520\,\text{nm}$, le mode air devient moins visible. Cela s'accorde avec l'interprétation selon laquelle il s'agit d'un mode de couplage. En augmentant la période a, les nanoparticules s'éloignent les unes des autres, tandis qu'en réduisant a, elles se rapprochent. Ce rapprochement explique pourquoi le creux de réflectivité devient plus prononcé en diminuant a.

La figure 2.24 illustre l'influence du paramètre w sur les modes air et métal. Nous observons que l'augmentation de w déplace les deux modes vers les plus petites longueurs d'onde. Pour le mode métal, cette influence est attendue, et pour le mode air, cela s'explique par le fait qu'en augmentant w, tout en maintenant les autres paramètres constants, l'espacement entre les nanorubans diminue. Cela rapproche les nanorubans, favorisant l'intensité de leur couplage lorsque l'espacement devient très réduit, comme c'est le cas pour $w = 500\,\text{nm}$ (voir figure 2.23(b)).
Nous notons également qu'avant le couplage, l'écart plasmonique reste presque constant, comme observé dans le cas de la variation du facteur de réduction f.

L'élargissement des modes dépend de leur interaction avec les oscillations du réseau de Bragg, en particulier lorsque ces modes se situent en dehors de la bande interdite du DBR.
L'influence de h sur les modes air et métal est présentée dans la figure 2.25. Nous remarquons que la hauteur des nanorubans affecte la position du mode métal, le déplaçant vers des longueurs d'onde plus petites à mesure que h augmente, tout en modifiant l'intensité du creux de réflectivité associé au mode air.

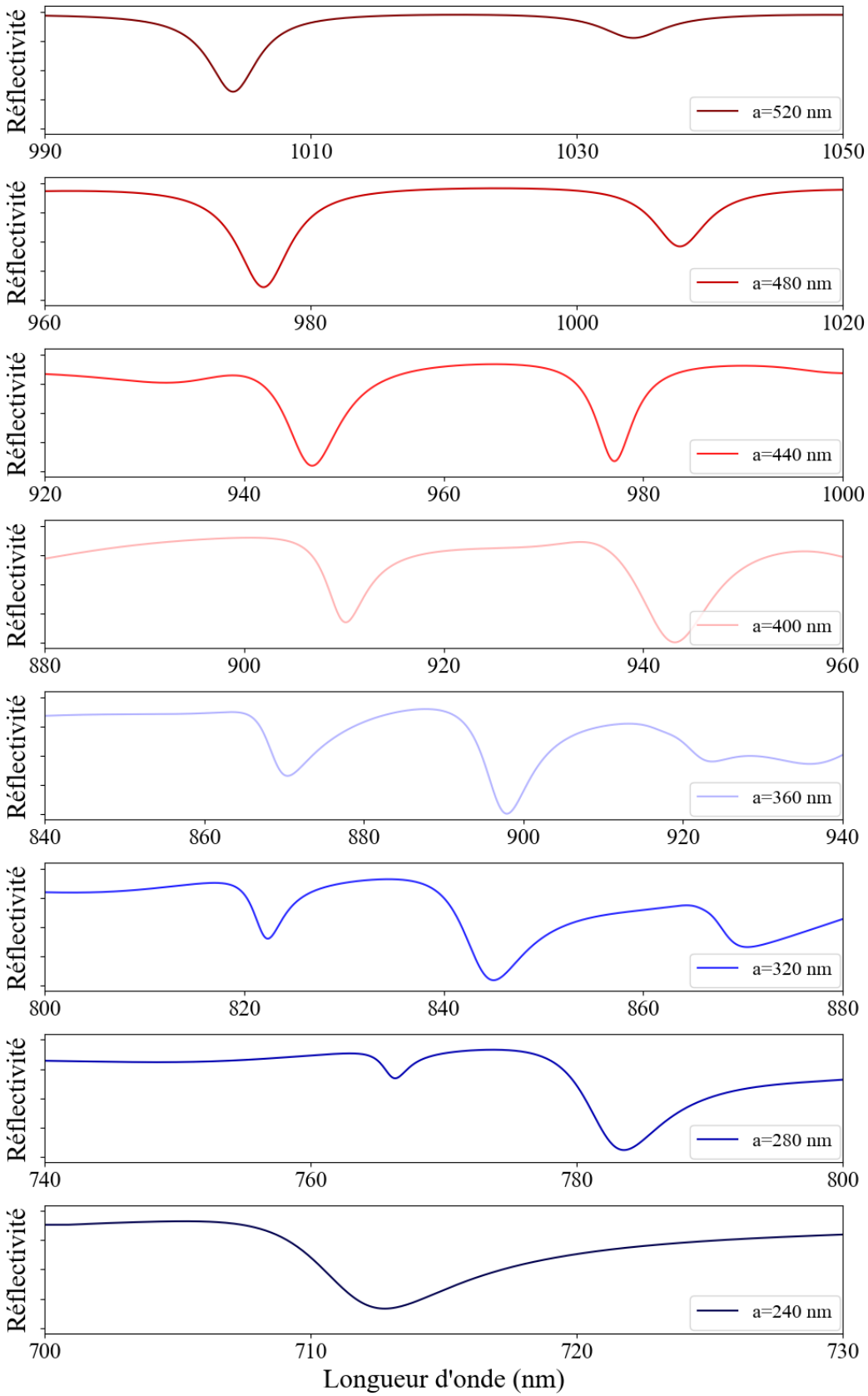


FIGURE 2.22 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de a, avec $w = 260\,\text{nm}$, $h = 40\,\text{nm}$, $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$, $s = 0.21$, $f = 0.4$, $N = 10$, et $\theta = 0°$.

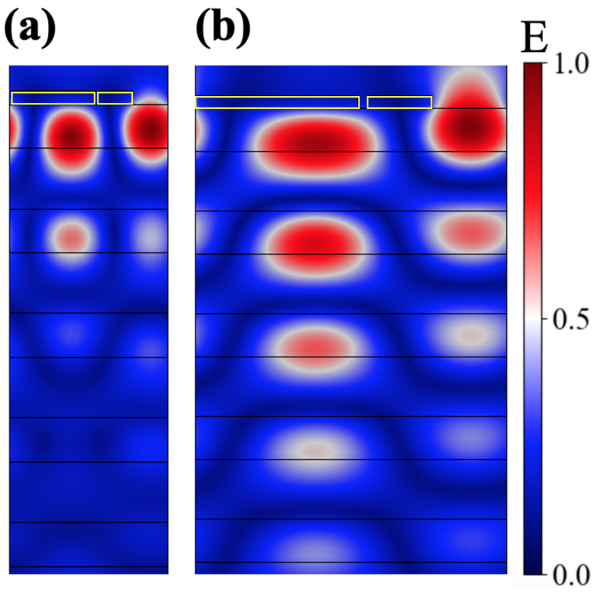


FIGURE 2.23 – Cartes du champ électrique illustrant le mode de couplage dans deux configurations géométriques représentatives : (a) pour $a = 240\,\text{nm}$ et $w = 240\,\text{nm}$, en lien avec la figure 2.22 ; (b) pour $a = 280\,\text{nm}$ et $w = 500\,\text{nm}$, en lien avec la figure 2.24.

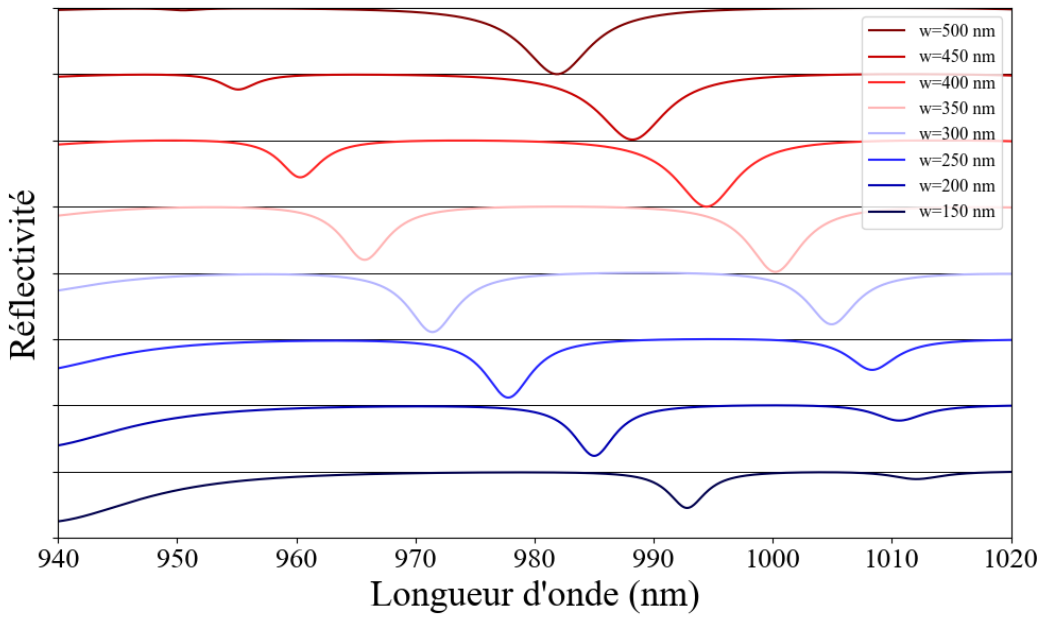


FIGURE 2.24 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de w, avec $a = 480\,\text{nm}$, $h = 40\,\text{nm}$, $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$, $s = 0.21$, $f = 0.4$, $N = 10$, et $\theta = 0°$.

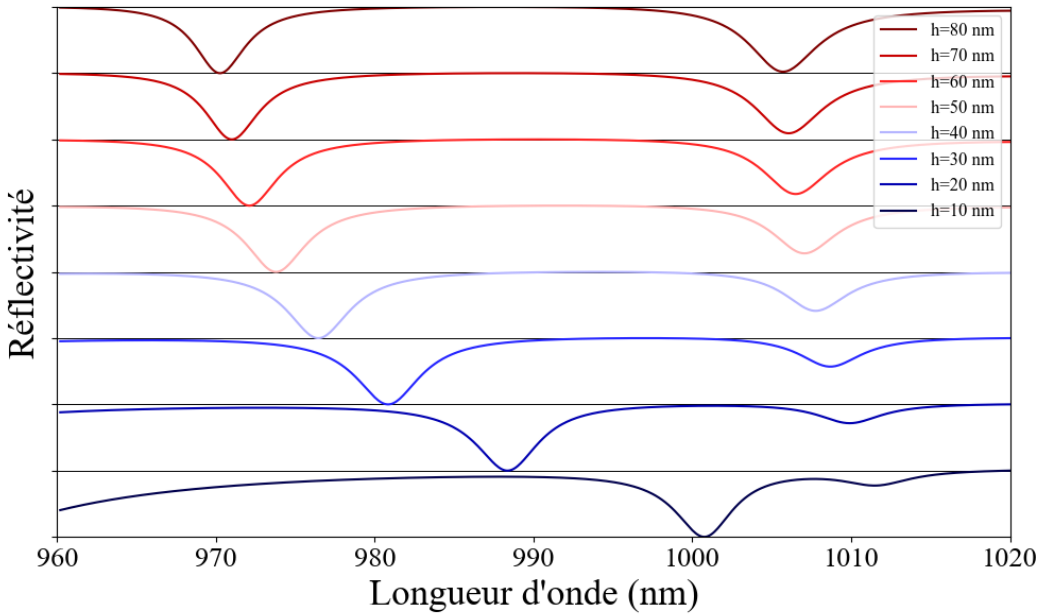


FIGURE 2.25 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de h, avec $a = 480\,\text{nm}$, $w = 260\,\text{nm}$, $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$, $s = 0.21$, $f = 0.4$, $N = 10$, et $\theta = 0°$.

La particularité de la structure Tamm à double période réside dans sa capacité à supporter deux modes distincts, le mode air et le mode métal, qui peuvent être ajustés en fonction de l'application recherchée. Dans le contexte de la détection, cette structure permet de rapprocher l'analyte de la zone de confinement énergétique du mode air grâce à l'espacement entre les nanorubans. Ce positionnement offre un avantage significatif par rapport à une couche métallique, où le métal tends à isoler l'analyte du DBR, réduisant ainsi la possibilité d'accès direct à la zone où l'énergie est localisée.

La structure optimisée que nous proposons offre des modes avec des facteurs de qualité élevés ($Q_{\text{metal}} = 207$) et ($Q_{\text{air}} = 217$) (figure 2.18), ainsi que des sensibilités déduites du déplacement spectral de la résonance en fonction de l'indice de réfraction ($S_{\text{metal}} = 25\,\text{nm/RIU}$) et ($S_{\text{air}} = 27\,\text{nm/RIU}$). Bien que les performances d'un capteur ne soient pas uniquement définies par son facteur de qualité (Q), mais également par sa sensibilité (S) et son facteur de mérite (FOM), l'objectif principal de ce chapitre est de proposer une structure de Tamm pour la détection. Le premier ingrédient est déjà prêt : une structure intégrant des nanorubans, qui présente tous les avantages que nous avons mis en avant dans ce chapitre. La partie suivante sera consacrée à l'amélioration de la sensibilité afin de développer un capteur Tamm à haute performance.

2.3.2 Structure Tamm contenant des matériaux poreux

2.3.2.1 Modèle théorique des matériaux poreux

Dans cette étude, nous avons spécifiquement choisi les modes Tamm induits par un réseau d'or nanostructuré plutôt que par une simple couche d'or, afin de tirer profit de l'espacement entre les nanorubans, permettant ainsi à l'analyte d'acceder à cet espace. De plus, nous introduisons des structures constituées de matériaux poreux, qui facilitent l'accès de l'analyte à la zone de confinement de l'énergie. Les indices de réfraction des matériaux poreux sont calculés à partir du modèle de Bruggeman, valide pour les porosités élevées ((Eq 2.3.1)), Notons qu'il existe aussi le modèle de Maxwell-Garnett, qui n'est pas applicable dans notre cas, ni dans le cas des matériaux contenant plusieurs types d'espèces [117].

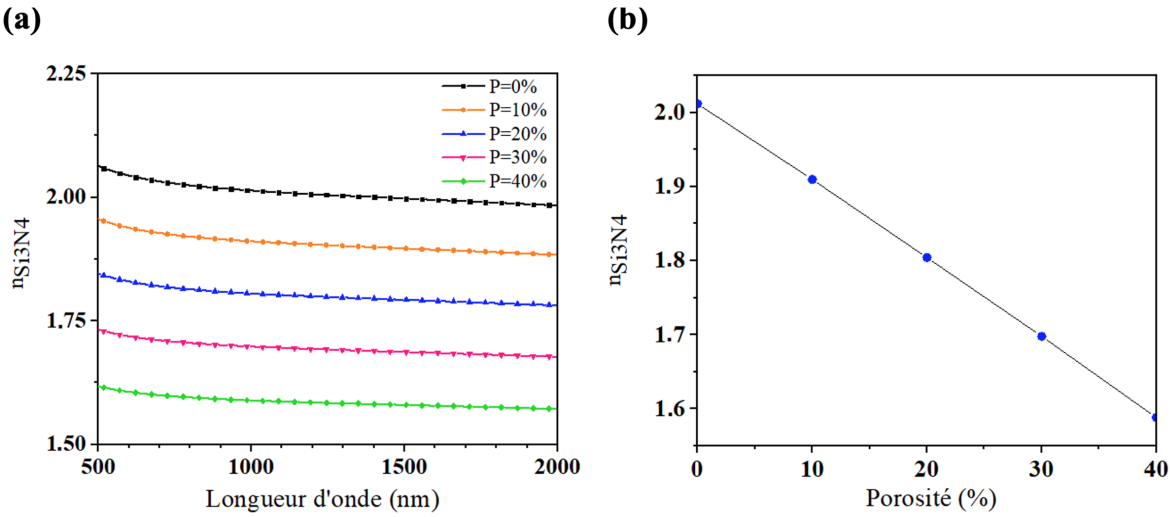


FIGURE 2.26 – (a) Indices de réfraction du nitrure poreux en fonction de la longueur d'onde pour différentes porosités. (b) Pour une longueur d'onde de 1007 nm, ces quantités sont calculées à l'aide de l'équation (2.3.1) et de l'indice de réfraction du nitrure d'après Luke *et al* [109]. Les pores sont remplis d'air.

L'indice du nitrure poreux utilisé dans notre nanostructure se calcule à partir de l'expression suivante [118].

$$\varepsilon_{PSi_3N_4}[2\varepsilon_{Si_3N_4} - \varepsilon_{pores} + 3P(\varepsilon_{pores} - \varepsilon_{Si_3N_4})] + \varepsilon_{Si_3N_4}\varepsilon_{pores} - 2\varepsilon^2_{PSi_3N_4} = 0, \quad (2.3.1)$$

où $\varepsilon_{PSi_3N_4}$ représente la permittivité du nitrure de silicium poreux, tandis que P correspond à sa porosité. La permittivité du nitrure de silicium est notée $\varepsilon_{Si_3N_4}$, et ε_{pores} indique la permittivité du matériau qui remplit les pores.
Pour déterminer l'indice de réfraction du nitrure poreux (voir figure 2.26), nous résolvons l'équation (2.3.1). Les résultats montrent que l'indice du nitrure diminue de manière linéaire en fonction de la porosité (voir figure 2.26(b)).

2.3.2.2 Structure de Tamm avec une partie poreuse de la dernière couche de Si_3N_4

Dans cette partie, nous nous concentrons sur la détection du changement d'indice de réfraction en utilisant le mode air. La carte du champ électrique montre qu'une grande partie de son énergie est localisée dans des zones de la dernière couche de nitrure en contact avec l'air (voir figure 2.19(b)). Par conséquent, nous avons choisi de remplacer ces zones par du nitrure poreux (voir figure 2.27). L'analyte pénétrera dans les pores de ces zones, ce qui modifie l'indice de réfraction effectif et améliore la sensibilité du mode air de notre structure optimisée à l'élément que nous souhaitons analyser.

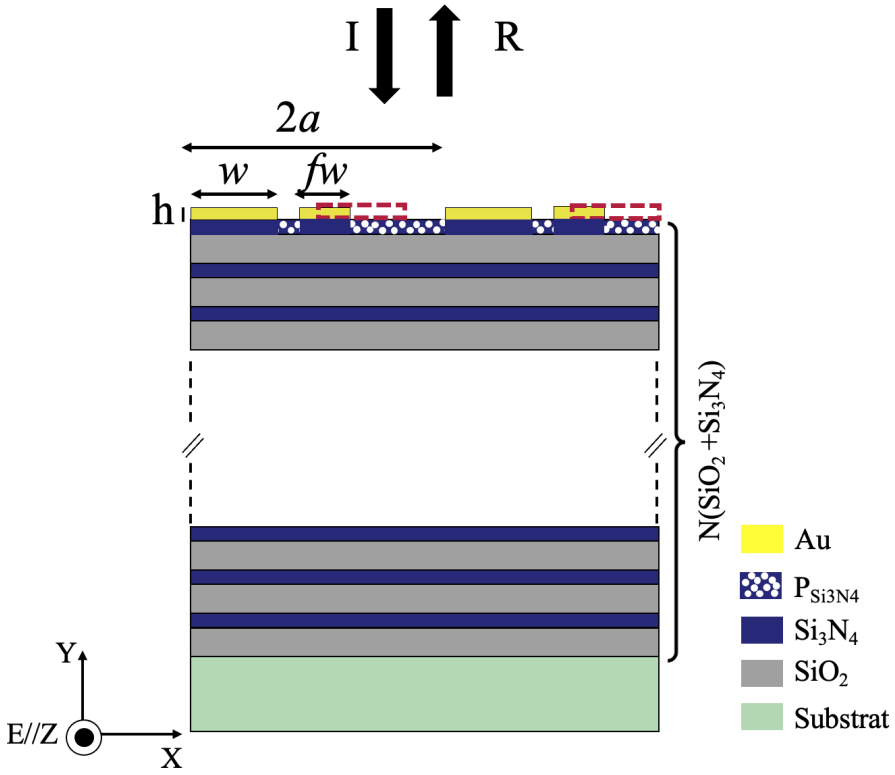


FIGURE 2.27 – Structure Tamm à double période avec des portions de nitrure poreux.

Pour sélectionner la porosité idéale tout en préservant le mode air, nous avons tracé les spectres de réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de porosité du nitrure (voir figure 2.28(a)). Le spectre en pointillés représente la réflectivité du réseau de Bragg sans le réseau d'or nanostructuré et sans porosité, afin de comparer le déplacement des modes air et métal par rapport à la bande interdite photonique. Il est important de noter que l'ajout d'une couche d'or sur le DBR modifie légèrement la bande interdite photonique, comme le montre clairement la figure 2.13.
Nous remarquons que l'introduction de pores d'air dans des parties de nitrure en contact direct avec l'analyte déplace les modes air et métal vers les plus petites longueurs d'onde.

La figure 2.28(b) montre le profil du champ électrique du mode air le long de la structure pour différentes valeurs de porosité. On observe que l'énergie du mode air devient de plus en plus confinée à mesure que la valeur de porosité augmente, ce qui est dû à l'indice effectif des zones poreuses de la dernière couche du réseau de Bragg.
Une valeur de porosité de $P = 30\%$ est choisie car elle améliore non seulement l'absorp-

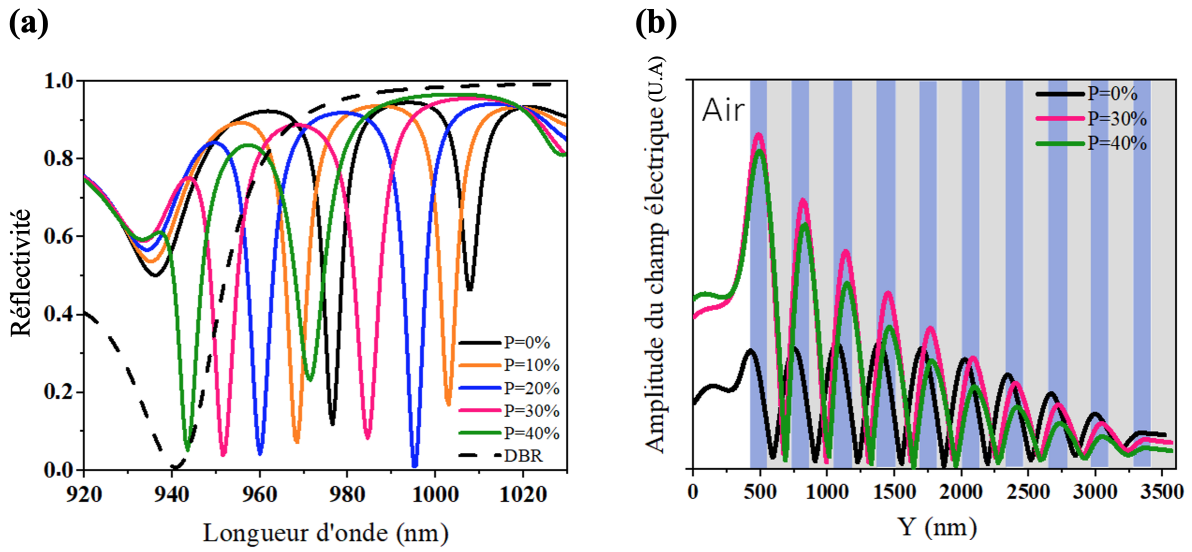


FIGURE 2.28 – (a) Spectres de réflectivité en fonction de la longueur d'onde de la structure montrée à la figure 2.27 pour différentes valeurs de porosité. (b) Profil du champ électrique normé le long de la structure du mode air de la figure (a). Notons que le champ est calculé le long de l'axe Y passant par un point situé entre les nanorubans les plus proches.

tion du mode d'air de 35%, mais offre également un confinement énergétique optimal.

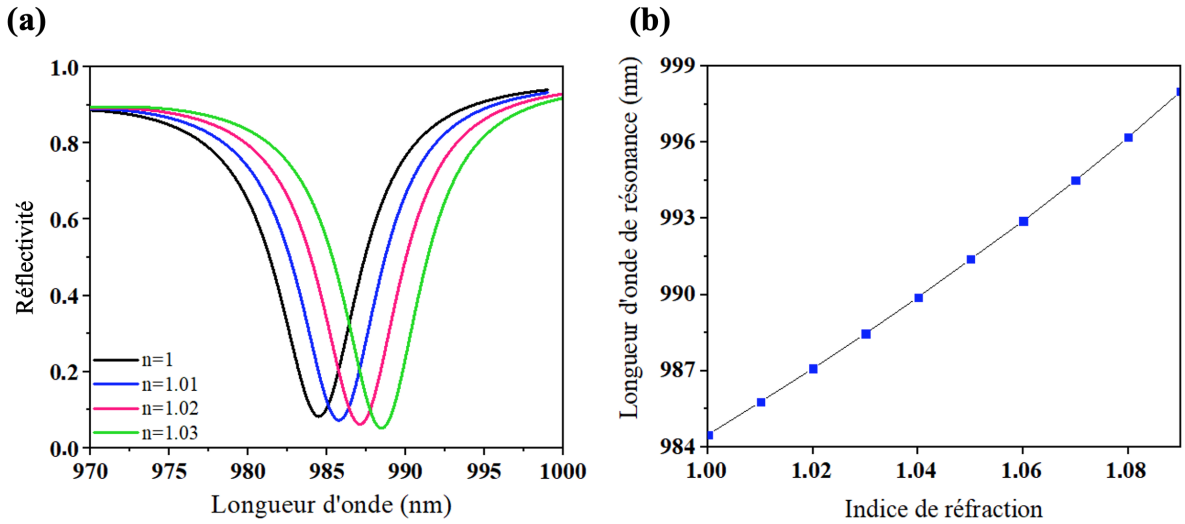


FIGURE 2.29 – (a) Spectres de réflectivité pour différents indices de réfraction en fonction la longueur d'onde. (b) Longueur d'onde de résonance du mode d'air tracée en fonction de l'indice de réfraction. Pour la structure Tamm à double période, avec $P = 30\%$.

La figure 2.29(a) représente le mode air de la structure Tamm optimisée avec une partie de nitrure poreux de porosité $P = 30\%$ pour différentes valeurs d'indice de réfraction. Nous observons que le mode air se déplace vers les grandes longueurs d'onde lorsque l'indice de réfraction augmente. Cela est clairement illustré dans la figure 2.29(b), qui

montre que la longueur d'onde de résonance varie linéairement avec l'indice de réfraction de l'analyte.
Nous notons que l'utilisation des parties de nitrure poreux rend le mode air plus sensible, avec une sensibilité de $S_{air} = 170\,\text{nm}/RIU$ pour un changement de 1%. Cependant, cet amélioration se fait au prix d'une réduction du facteur de qualité Q_{air} qui diminue à une valeur de 156.

2.3.2.3 Structure Tamm avec une couche poreuse de Si_3N_4

Dans cette partie, nous proposons une structure Tamm contenant une couche de nitrure poreux afin d'exploiter également le mode métal pour la détection (figure 2.30(a)).

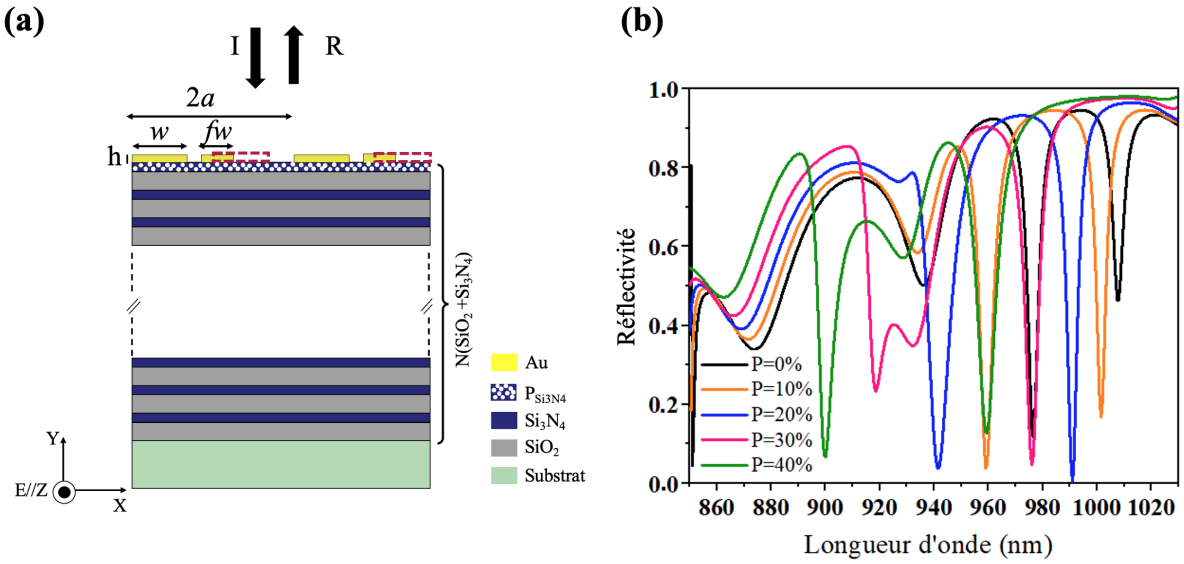


FIGURE 2.30 – (a) Structure Tamm avec une couche poreuse de nitrure. (b) Modes air et métal en fonction de la longueur d'onde de la structure Tamm avec la couche de nitrure poreux pour différentes porosités.

La figure 2.30(b) montre les pics des modes air et métal en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de porosité de la couche de nitrure. Pour expliquer pourquoi, à 30% de porosité, nous observons deux creux de réflectivité proches, l'un à $918,5\,\text{nm}$ et l'autre à $932\,\text{nm}$, alors que nous devrions seulement voir le mode métal, nous avons représenté sur la figure 2.31, les spectres de réflectivité, transmission et absorption dans le cas de la porosité à 30%. Nous constatons qu'il n'y a que deux pics d'absorption, à $917,5\,\text{nm}$ et $976\,\text{nm}$, et leurs cartes de champ électrique, représentées dans les figures 2.32(a) et (c), montrent bien qu'ils correspondent respectivement aux modes métal et air. En revanche, le minimum de réflectivité, situé à 932 nm, correspond au maximum de transmission. La carte de champ électrique, illustrée dans la figure 2.32(b), montre clairement que ce mode correspond à un couplage du mode métal avec le bord inférieur de la bande interdite. En effet, la carte du champ électrique présente une localisation similaire à celle du mode métal, en plus dans la couche à faible indice du gap de DBR, ce qui correspond à la distribution observée au bord inférieur du DBR seul, comme montré dans la figure 2.3(a), où la distribution se trouve exclusivement dans la couche à faible indice.

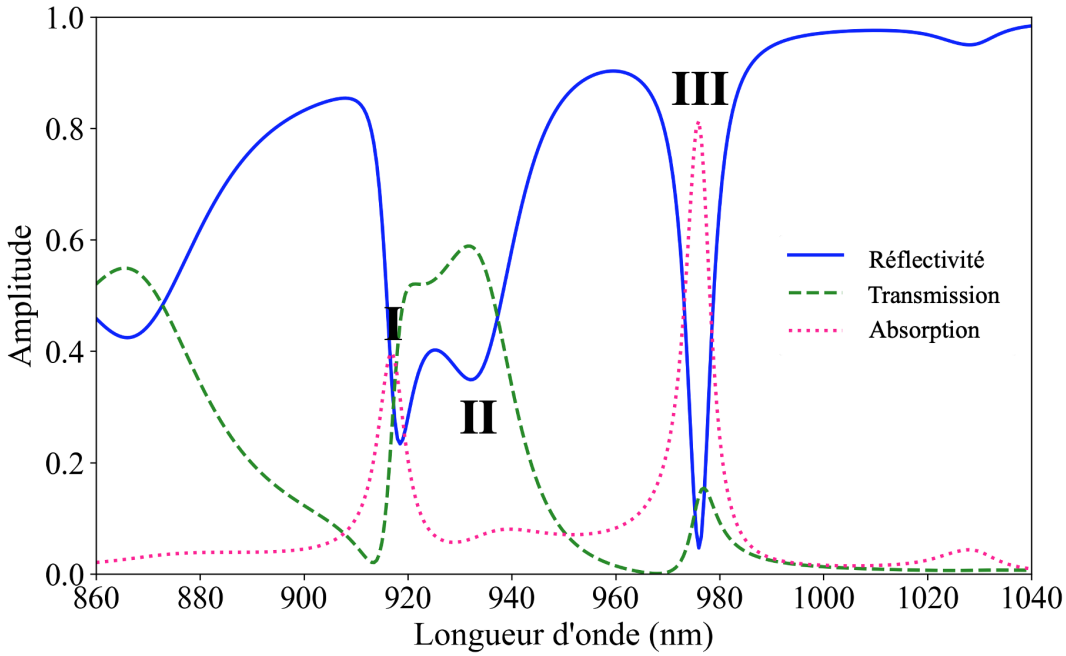


FIGURE 2.31 – Amplitude de réflectivité, de transmission et d'absorption de la structure Tamm optimisée avec une couche poreuse de nitrure ayant une porosité de 30% .

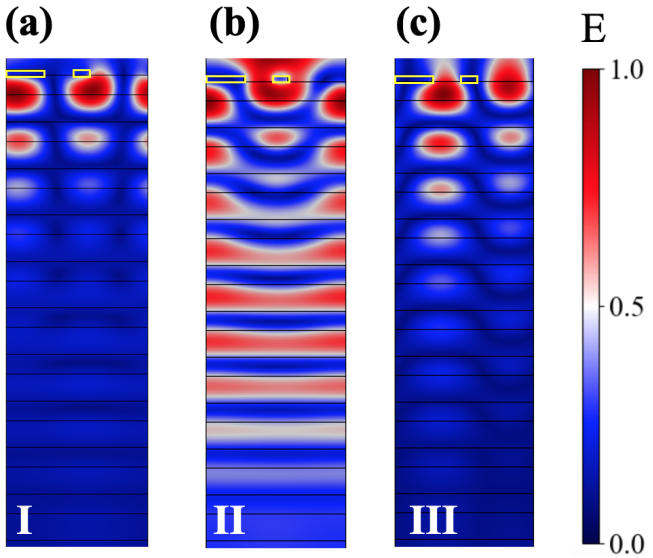


FIGURE 2.32 – Cartes du champ électrique des modes de Tamm **I**, **II** et **III** de la figure 2.31.

Dans le cas d'une couche de porosité de 40% (figure 2.33), le mode métal présente une absorption de 57%, contre 39% dans le cas $P = 30\%$. De plus, son creux de réflectivité situé loin du bord inférieur de la bande interdite, il est donc bien défini. Le bord inférieur du gap de DBR, dans ce cas, est proche du mode air, et sa carte du champ électrique (figure 2.34(b)) montre qu'il s'agit d'un mode de couplage entre le mode air et le bord inférieur du gap de DBR. En revanche, les modes I et II illustrés

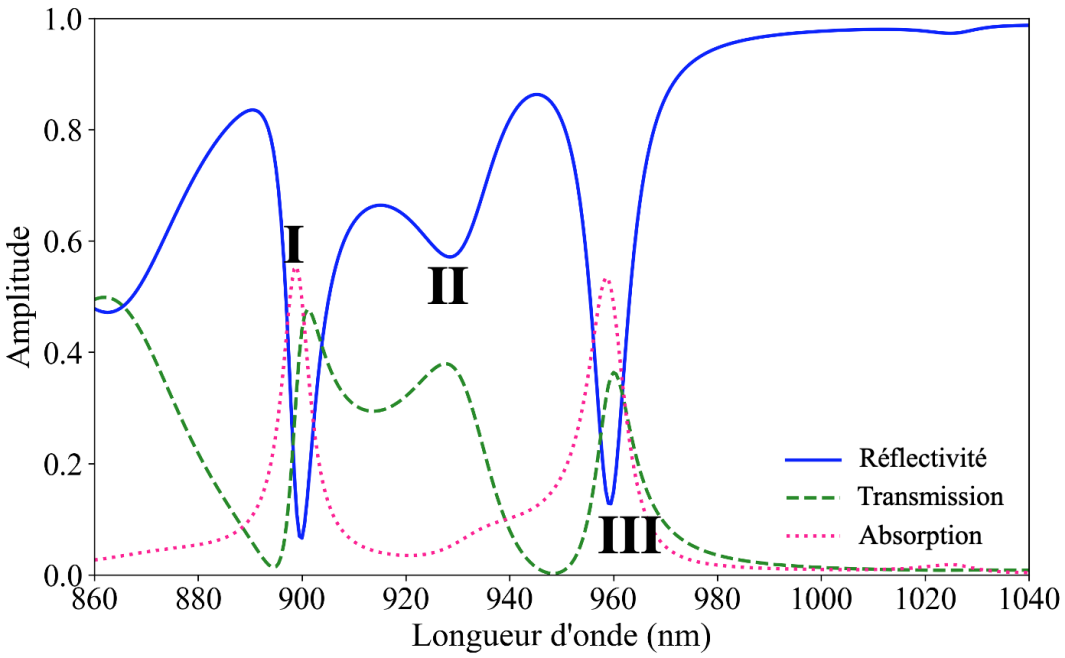


FIGURE 2.33 – Amplitude de réflectivité, de transmission et d'absorption de la structure Tamm optimisée avec une couche poreuse de nitrure ayant une porosité de 40% .

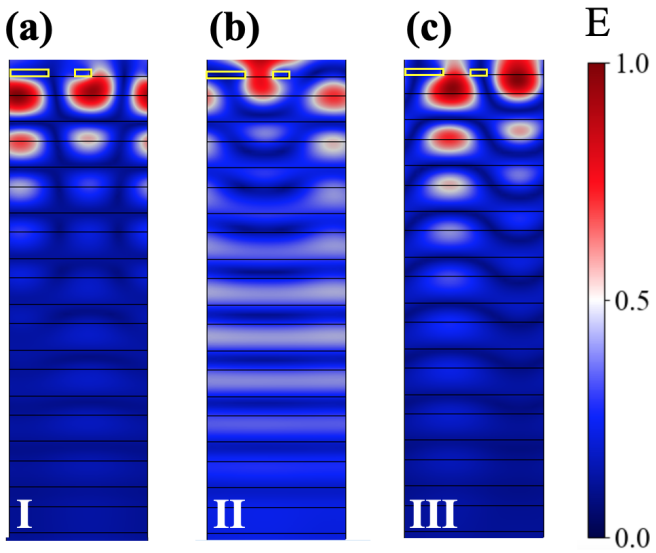


FIGURE 2.34 – Cartes du champ électrique des modes de Tamm **I**, **II** et **III** de la figure 2.33.

respectivement dans les figures 2.34(a) et (b) présentent le mode métal et le mode air. Le pic de transmission est présent dans ce cas, ce qui n'était pas le cas pour la structure avec matériaux poreux. Cela est dû au fait que la couche poreuse se comporte comme un défaut dans le DBR. Le couplage de la cavité avec le mode de Tamm sera bien détaillée dans le chapitre 3.

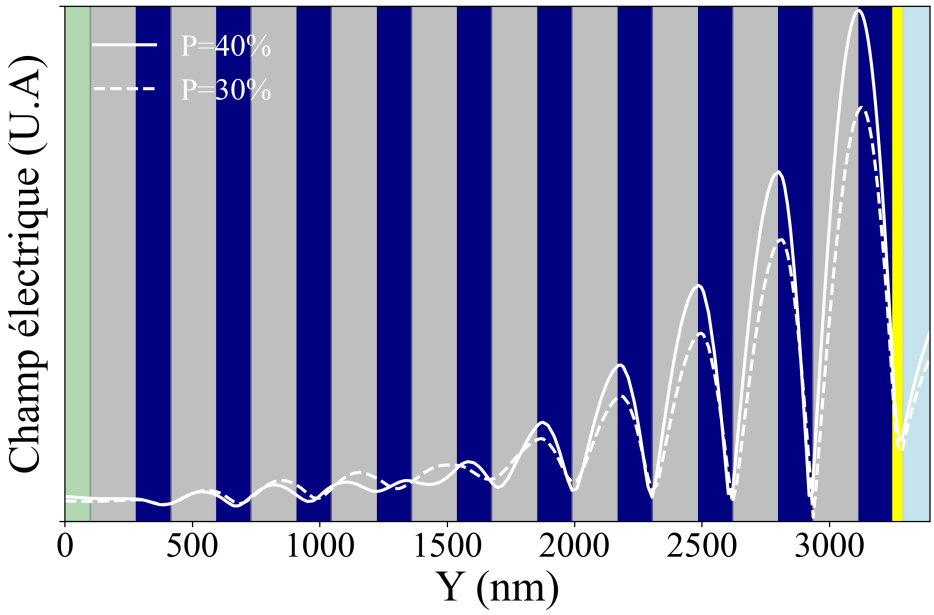


FIGURE 2.35 – Profil du champ électrique normé le long de la structure du mode métal **I** dans les figures 2.31 et 2.33 pour les porosités respectives de 30% et 40%, représenté en pointillé et en ligne continue respectivement. Le champ est calculé au centre du premier nanoruban.

À partir des formes des modes métal tracées dans les figures 2.31 et 2.33, nous pouvons facilement determiner le meilleur facteur de qualité. Étant également intéressés par la sensibilité, nous avons tracé la distribution du champ électrique dans la figure 2.35 pour les porosités de 30% et 40%. Il en ressort que la porosité de 40% semble être un choix plus judicieux, à la fois pour le facteur de qualité et la sensibilité, ce qui garantit un meilleur facteur de mérite.

Pour comparer les modes de la structure avec des parties poreuses à ceux de la structure avec une couche de nitrure poreux, illustrés respectivement dans les figures 2.27 et 2.30(a), nous avons tracé les longueurs d'onde de résonance des modes air et métal en fonction de la porosité pour les deux types de structures : parties de nitrure poreux et couche de nitrure poreux (figure 2.36). Nous observons que, pour les parties poreuses, la largeur de la bande interdite plasmonique, définie ici comme l'intervalle spectral séparant les résonances des modes air et métal, reste presque constante, quelle que soit la valeur de la porosité. En revanche, dans le cas de la couche poreuse, la porosité affecte à la fois la zone de confinement d'énergie du mode métal et du mode air, ce qui entraîne un déplacement du mode métal vers des longueurs d'onde plus petites et élargit la bande interdite plasmonique.

Pour la détection utilisant la structure Tamm à double période avec une couche de nitrure poreux, nous choisissons une porosité de $P = 30\%$ spécifiquement pour le mode air, car cette valeur offre un confinement énergétique optimal dans la couche poreuse. De plus, pour le mode métal, nous choisissons donc une porosité de $P = 40\%$ pour assurer une détection optimale.

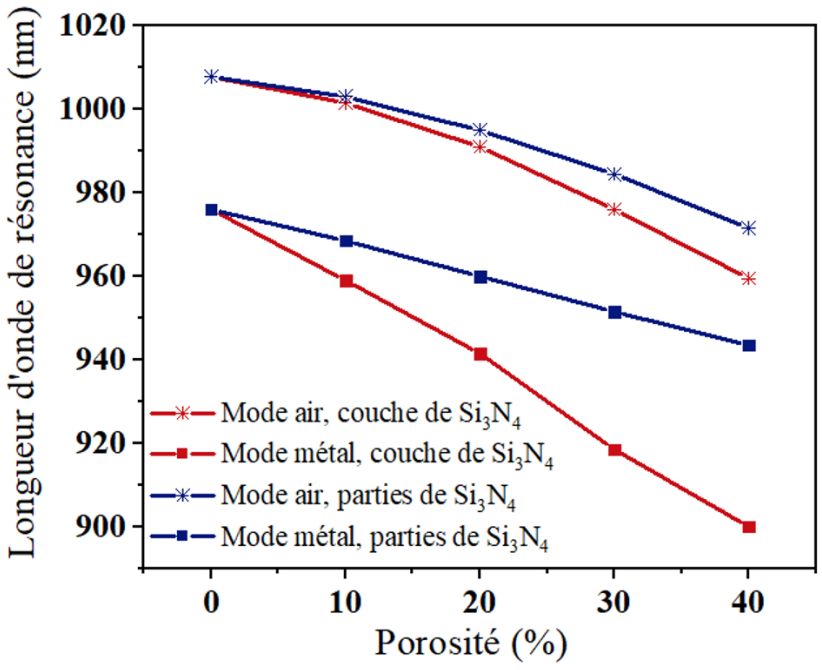


FIGURE 2.36 – Longueurs d'onde de résonance pour les modes air et métal de la structure avec des parties de nitrure poreux (bleu) et une couche de nitrure poreux (rouge) en fonction de la porosité.

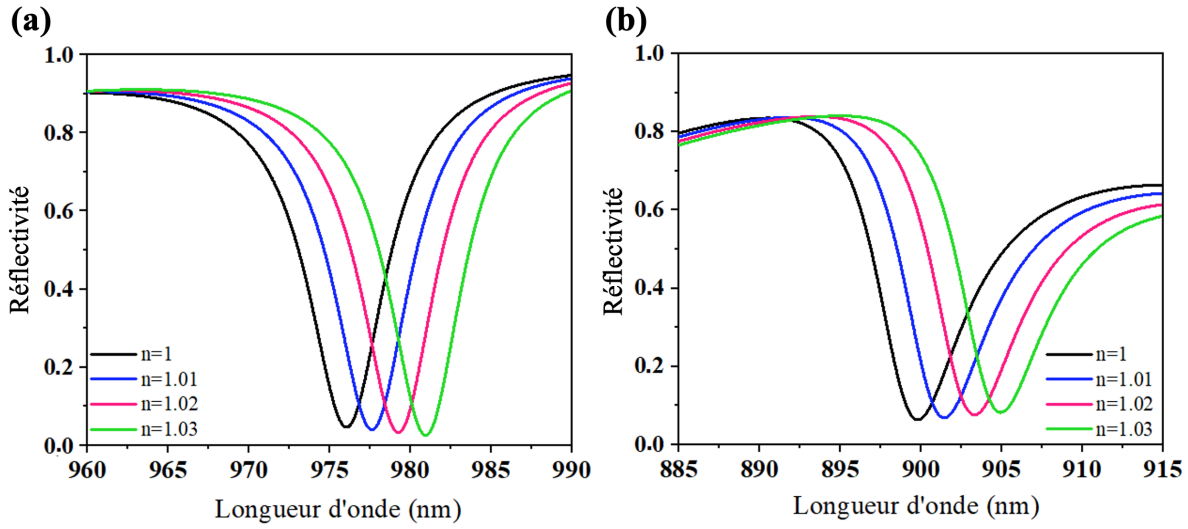


FIGURE 2.37 – Modes de la structure Tamm à double période avec une couche de nitrure poreux pour différentes valeurs de l'indice de réfraction : (a) mode air avec porosité $P = 30\%$, (b) mode métal avec porosité $P = 40\%$.

La figure 2.37(a) montre le mode air avec une porosité de nitrure $P = 30\%$, où un changement de l'indice de réfraction de 1% peut être détecté avec une sensibilité de $S_{air} = 175\,\mathrm{nm}/RIU$ et un facteur de qualité $Q_{air} = 168$.
La figure 2.37(b) montre le mode métal pour une porosité de nitrure $P = 40\%$, où un changement de 1% de l'indice de réfraction peut être différencié avec une sensibilité de $S_{metal} = 160\,\mathrm{nm}/RIU$ et un facteur de qualité $Q_{metal} = 127$.

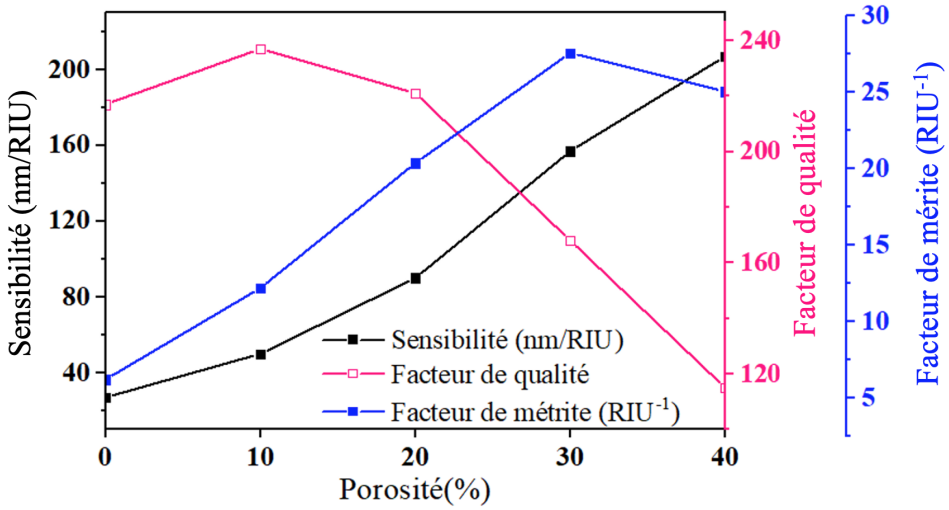


FIGURE 2.38 – Sensibilité, facteur de qualité et facteur de mérite pour le mode air des structures Tamm avec une couche de nitrure de silicium poreux en fonction de la porosité.

Pour améliorer les capacités de détection des capteurs, il est crucial de combiner à la fois une haute sensibilité et un bon facteur de qualité. Le facteur de mérite défini par $FOM = \frac{S}{FWHM}$, où $FWHM$ est la largeur à mi-hauteur de la résonance est essentiel pour évaluer cette synergie.

Dans la figure 2.38, nous calculons la sensibilité, le facteur de qualité et le facteur de mérite pour le mode air en fonction de la porosité. Nous notons un facteur de qualité élevé $Q_{air} = 237$ à $P = 10\%$ et une sensibilité maximale $S_{air} = 207\,\mathrm{nm}/RIU$ à $P = 40\%$. Cependant, en examinant le facteur de mérite, nous avons choisi la porosité optimale à $P = 30\%$, car elle donne le plus haut $FOM = 27.5$.

L'utilisation de la couche de nitrure de silicium poreux permet une détection double à la fois dans les modes air et métal. La sensibilité du mode peut être améliorée en augmentant la porosité de la couche de nitrure de silicium, à mesure que d'avantage d'analyte remplit les pores. Cependant, cette amélioration se fait au prix d'une réduction du FOM. L'objectif de la section suivante est d'atteindre une porosité plus élevée tout en maintenant les performances de la structure.

2.3.2.4 Structure Tamm avec une couche de Si poreux

Dans cette partie, nous proposons une structure Tamm avec une couche de silicium poreux (figure 2.39), car son procédé de fabrication est largement étudié et bien maitrisé [119].

De plus, la valeur élevée de l'indice de réfraction nous permettra d'augmenter plus facilement la porosité, obtenant ainsi un indice de réfraction effectif pour la couche poreuse de silicium, comparable à celui du nitrure de silicium poreux à faible porosité.

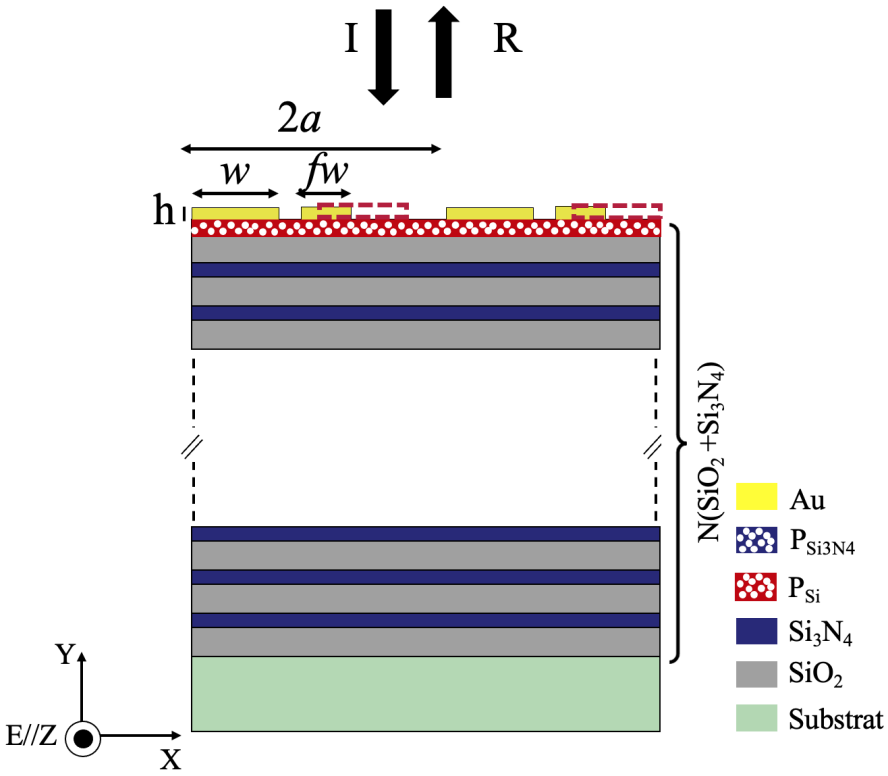


FIGURE 2.39 – Structure Tamm avec une couche de silicium poreux.

Pour sélectionner une porosité de silicium appropriée, nous avons tracé l'indice de réfraction du silicium poreux en fonction de la longueur d'onde et de la porosité (figure 2.40(a) et (b)) ainsi que pour le nitrure poreux avec une porosité de $P = 20\%$.
Nous observons que la porosité $P = 63\%$ donne un indice de réfraction du silicium similaire à celui du nitrure poreux à $P = 20\%$ dans la plage de longueurs d'onde qui nous intéresse.

Nous nous concentrons dans cette partie sur deux types de sensibilité :

— Sensibilité spectrale, définie par $S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}$, exprimée en nanomètres par unité d'indice de réfraction (nm/RIU).
— Sensibilité en réflexion, définie par $\overline{S} = \frac{\Delta R}{\Delta n}$, exprimée en ($\text{RIU}^{-1}$) [66].

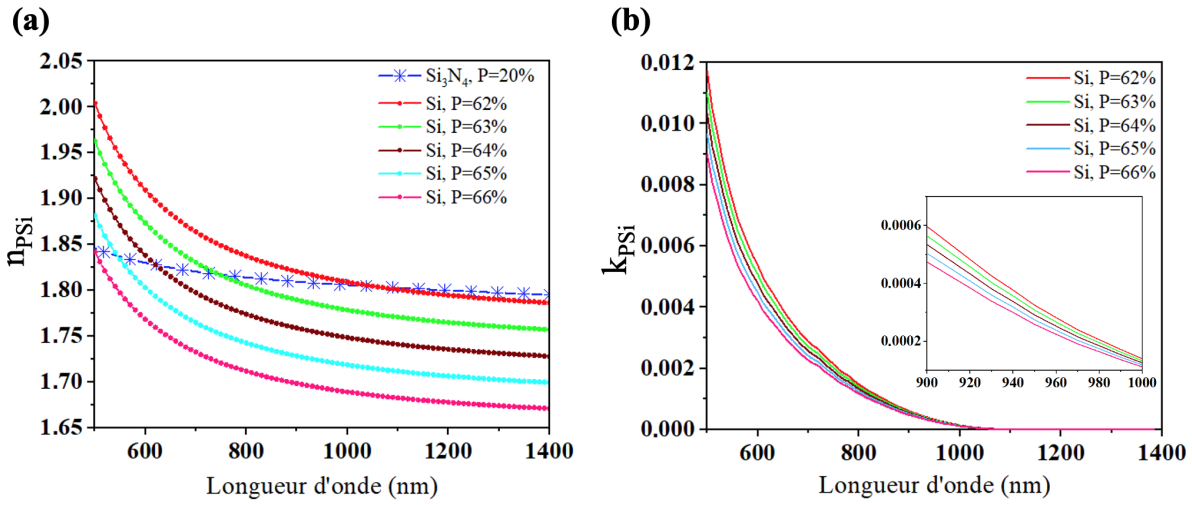


FIGURE 2.40 – Parties réelle (a) et imaginaire (b) des indices de réfraction du silicium poreux en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de porosité, et indice de réfraction du nitrure de silicium avec une porosité de $P = 20\%$. L'encadré inséré dans la figure (b) représente un zoom sur la plage de 900, nm à 1000 nm.

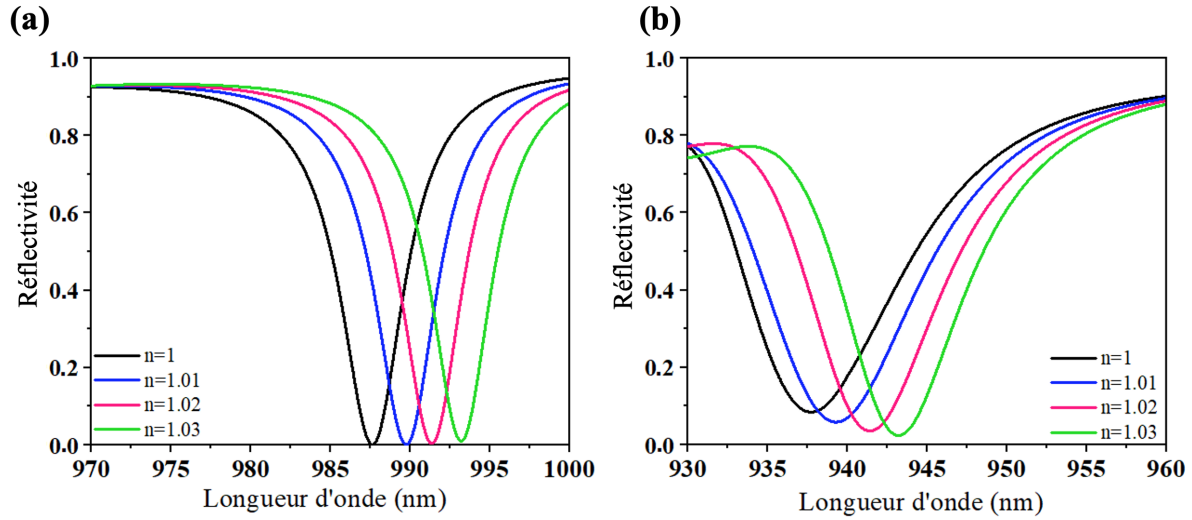


FIGURE 2.41 – (a) Mode air et (b) mode métal de la structure Tamm à double période avec une couche de silicium poreux avec une porosité $P = 63\%$ pour quatre valeurs de l'indice de réfraction.

Les figures 2.41(a) et 2.41(b) montrent respectivement les modes air et métal de la structure Tamm double avec la couche de silicium poreux de porosité $P = 63\%$, en fonction de la longueur d'onde pour quatre valeurs de l'indice de réfraction. Le mode air, avec un facteur de qualité $Q_{air} = 202$, est beaucoup plus étroit que le mode métal ($Q_{metal} = 86$), car il se situe dans la bande interdite du réseau de Bragg, isolé des modes de volume du réseau de Bragg, ce qui réduit les pertes. De plus, la sensibilité du mode air, $S_{air} = 212\,\text{nm/RIU}$, calculée à partir de la variation des longueurs d'onde de résonance en fonction des changements d'indice de réfraction, est la plus élevée parmi toutes les structures proposées dans les sections précédentes.

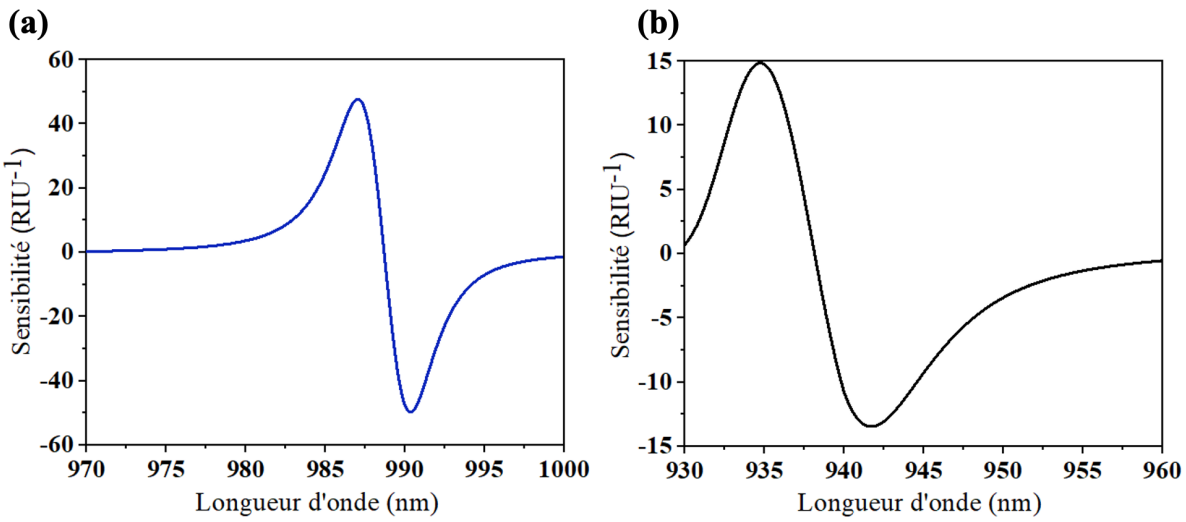


FIGURE 2.42 – Sensibilité $\bar{S}$ (RIU^{-1}) en fonction de la longueur d'onde pour les modes air (a) et métal (b) de la structure Tamm à double période avec une couche de silicium poreux de porosité $P = 63\%$. La sensibilité est calculée pour une variation de 1% de l'indice de réfraction.

La figure 2.42 illustre la sensibilité calculée par les ratios des variations de réflectivité et de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour la structure Tamm, avec une couche de silicium poreux de porosité $P = 63\%$, pour le mode air (a) et le mode métal (b). Nous obtenons la sensibilité maximale $\overline{S_{air}} = 47.7 RIU^{-1}$ pour le mode air à 987 nm, tandis que pour le mode métal, elle devient maximale à 934 nm, avec une valeur de $\overline{S_{metal}} = 14.85 RIU^{-1}$.

La sensibilité du mode air avec une couche de silicium poreux à 63% est légèrement inférieure à celle du capteur SPR conventionnel, évaluée à $59 RIU^{-1}$ [66]. Cependant, elle reste comparable à celle des plasmons Tamm conventionnels. Par exemple, la sensibilité des plasmons Tamm induits par la structure DBR TiO_2/SiO_2 avec une couche d'or est de $36 RIU^{-1}$ [87], ce qui dépasse celle obtenue avec un DBR semi-poreux $GaN/pGaN$ avec une couche d'argent, où la variation de la sensibilité associée aux changements dans les minima de réflectivité de la longueur d'onde de résonance atteint $0.61 RIU^{-1}$ [120]. Le tableau 2.1 montre la sensibilité, le facteur de qualité et le facteur de mérite de nos structures Tamm pour diverses valeurs de porosité. Les résultats sont présentés pour le mode air. Ces tableaux suggèrent que la détection la plus efficace s'obtient avec le mode air de la structure Tamm avec une couche de silicium poreux ayant une porosité de $P = 66\%$, donnant une sensibilité de $S_{\text{air}} = 264\,\text{nm}/RIU$.

La résonance des plasmons Tamm offre plusieurs avantages par rapport aux plasmons localisés et délocalisés, tels que des résonances bien localisées avec un fort confinement énergétique. Cependant, cette énergie est confinée entre le DBR et le métal, rendant ce type de plasmon moins sensible à l'analyte. Pour surmonter cette limitation, nous proposons l'utilisation d'une structure Tamm avec une couche de silicium poreux à $P = 66\%$, ce qui permet d'augmenter la sensibilité d'un facteur 9.

Pour situer notre travail dans le contexte de la recherche actuelle, le tableau 2.2 présente des études visant à améliorer la sensibilité des capteurs Tamm. Nous y com-

TABLE 2.1 – Valeurs du facteur de qualité pour le mode air dans diverses structures Tamm à double période proposées, ainsi que la sensibilité et le facteur de mérite pour une variation de 1% de l'indice de réfraction de l'analyte.

Structure	Sensibilité (nm/RIU)	Facteur de qualité	Facteur de mérite (RIU^{-1})
Pas de porosité	27	217	5.8
Parties poreuses Si_3N_4, $P = 30\%$	170	156	27.1
Couche poreuse Si_3N_4, $P = 30\%$	175	168	27.3
Couche poreuse Si_3N_4, $P = 40\%$	207	144	24.8
Couche poreuse Si, $P = 62\%$	188	213	40.5
Couche poreuse Si, $P = 63\%$	212	202	43.4
Couche poreuse Si, $P = 66\%$	264	161	43.6

TABLE 2.2 – Paramètres de performance de diverses structures Tamm.

Structure	Sensibilité (nm/RIU)	Facteur de qualité	Facteur de mérite (RIU^{-1})	Plage de longueurs d'onde (nm)
Notre travail	264	161	43.6	$970 - 1000$
Ref [19]	139	25	4	$830 - 870$
Ref [121]	10	300	–	$450 - 460$

parons notre dispositif à d'autres structures proposées dans la littérature.
Lheureux *et al* [121] ont utilisé un DBR semi-poreux $(GaN/PorousGaN)_{16}$ avec une couche d'argent. Leur idée est basée sur la modification de l'indice de réfraction effectif du DBR en plongeant la structure dans l'analyte. Ils ont trouvé un mode fin avec $Q = 300$ et une sensibilité de $S = 10\,\text{nm}/RIU$.
Juneau-Fecteau *et al* [19] ont utilisé un DBR $(PorousSi_1/PorousSi_2)_{10}$ avec une couche d'or, l'analyte était introduit à partir du substrat poreux et atteignait la zone de confinement d'énergie, ils ont trouvé une sensibilité de $S = 139\,\text{nm}/RIU$ et un $FOM = 4$.
La nouveauté de notre travail réside dans le fait de démontrer, à travers cette étude, qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser des DBR poreux ou des demi-DBR poreux pour améliorer la sensibilité de la structure, une seule couche est suffisante, grâce à l'espacement entre les nanorubans, permettant à l'analyte d'atteindre la couche poreuse. L'originalité de notre travail réside aussi dans la combinaison de réseau nanostructuré et de l'utilisation d'une couche poreuse pour améliorer la détection par les plasmons de Tamm.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé, à travers une étude numérique, un capteur de gaz basé sur la résonance Tamm dans un réseau d'or nanostructuré déposé sur un DBR $(SiO_2/Si_3N_4)_{10}$. Initialement, nous avons obtenu deux modes Tamm bien définis avec de bons facteurs de qualité ($Q_{metal} = 207$ et $Q_{air} = 217$). Puis, nous avons exploré trois configurations permettant à l'analyte d'accéder à la zone de confinement de l'énergie de ces modes Tamm. La première configuration utilise des parties de nitrure de silicium poreux, ce qui nous permet d'obtenir $Q_{air} = 156$ et $S_{air} = 170$ nm/RIU. La deuxième

configuration, avec une couche de nitrure de silicium poreux, on atteint $Q_{metal} = 127$ et $S_{metal} = 160$ nm/RIU pour le mode métal, et $Q_{air} = 168$ et $S_{air} = 175$ nm/RIU pour le mode air.
Pour améliorer les performances de détection de notre capteur, nous avons suggéré une troisième structure avec une couche de silicium poreux, ce qui nous a permis d'obtenir $Q_{air} = 161$ et $S_{air} = 264$ nm/RIU. Le mode air de la troisième structure offre une meilleure sensibilité, avec un FOM 10 fois supérieur à celui des résultats expérimentaux de la référance [19], où un réseau de Bragg poreux en contact avec une couche métallique était utilisé.
L'étude numérique de ces structures, qu'elles soient de type conventionnel ou à double période, constitue une étape préparatoire à la fabrication expérimentale. Le chapitre suivant est consacré à la réalisation expérimentale de la structure de Tamm à double période, ainsi qu'à l'exploration des stratégies d'excitation mieux adaptées aux caractéristiques des modes air et métal.

Chapitre 3

Fabrication expérimentale et stratégie d'excitation des modes de Tamm induits par le réseau nanostructuré métallique

3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié les modes de Tamm induits par un réseau de Bragg fini, déposé sur un substrat et recouvert par une couche métallique pleine ou par un réseau métallique nanostructuré. Ce dernier induit des modes, appelés modes air et métal [122], que nous avons envisagés pour la détection optique, en tirant parti de l'espacement entre les nanorubans, ce qui permet à l'analyte d'accéder directement à la zone de confinement de l'énergie de ces modes de Tamm. Cette approche contraste avec celle des plasmons conventionnels induits par une couche métallique pleine, où l'analyte reste complètement séparé de la région où l'énergie des modes de Tamm est localisée. Par ailleurs, nous avons démontré numériquement que l'utilisation de matériaux poreux dans la structure permet d'améliorer significativement la sensibilité du dispositif, avec un gain atteignant un facteur 9.

Dans ce chapitre, nous abordons la fabrication expérimentale des structures de Tamm, aussi bien dans une configuration conventionnelle que dans une configuration à double période. Nous présentons les différentes techniques mises en œuvre, ainsi que les procédés de caractérisation expérimentale. Deux géométries de réseaux nanostructurés ont été réalisées : la première avec un taux de remplissage $\tau = 0{,}38$, et la seconde, optimisée avec un taux $\tau = 0{,}46$, conçue spécifiquement pour permettre l'excitation par la face inférieure. Cette optimisation vise à surmonter la difficulté liée à la présence des modes air et métal dans la bande interdite photonique du DBR, qui empêche leur excitation en configuration face inférieure (EFI).
Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, nous explorons, à travers une étude numérique, une autre stratégie d'excitation par la face inférieure, reposant sur l'insertion d'une cavité optique au sein du réseau de Bragg. Cette cavité permet de transmettre l'énergie électromagnétique aux fréquences propres des modes air et métal. Nous montrons que, selon son épaisseur, il est possible d'induire des résonances bien définies,

parfois pures, parfois hybrides, qui présentent un grand intérêt pour la détection optique.
L'intérêt de la configuration par la face inférieure réside dans la possibilité de séparer l'onde électromagnétique incidente de la zone contenant l'analyte, afin d'éviter que ce dernier n'altère le chemin optique de l'onde.

3.2 Fabrication et caractérisation des structures de Tamm

3.2.1 Techniques de fabrication

La réalisation des structures a été effectuée dans la salle blanche du laboratoire IEMN. Les réseaux de Bragg ont été fabriqués par la technique PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition), un procédé de dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (figure 3.1(a)). Ce procédé repose sur l'utilisation d'un plasma pour activer les gaz précurseurs, permettant ainsi le dépôt de films minces à température relativement basse. Le plasma génère des radicaux et des ions qui réagissent avec les gaz pour former des couches solides déposés sur le substrat, tout en maîtrisant le temps et la vitesse de dépôt afin d'obtenir l'épaisseur souhaitée.

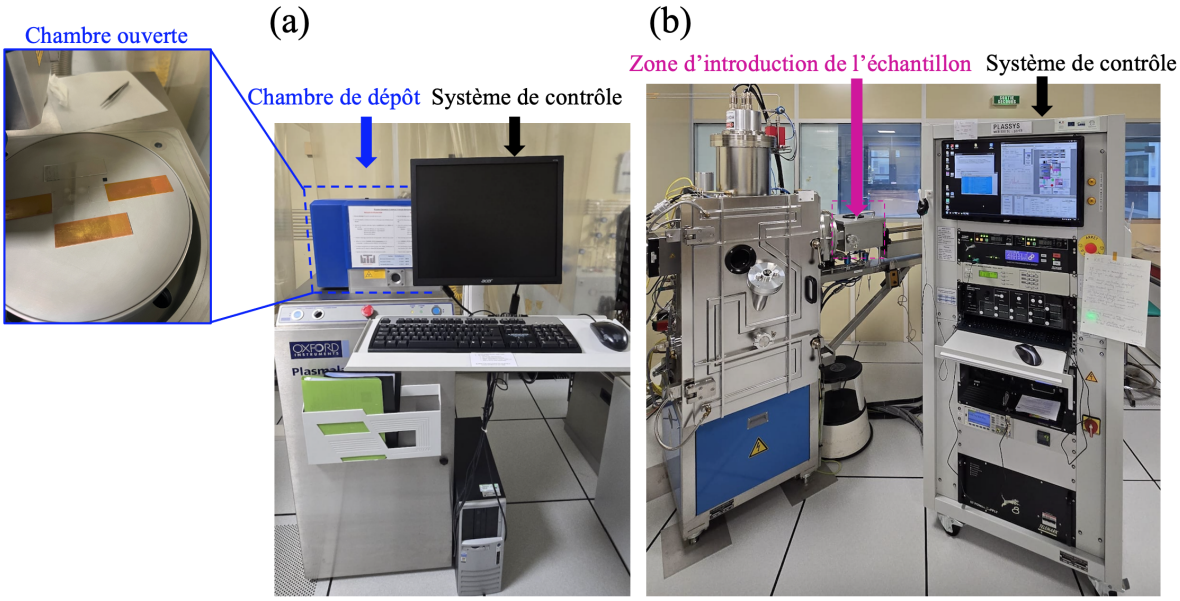


FIGURE 3.1 – (a) Image du système de dépôt PECVD dans la salle blanche de l'IEMN, montrant la chambre de dépôt, le système de contrôle et un zoom sur la chambre ouverte avec les échantillons placés. (b) Image du système de dépôt par évaporation dans la salle blanche de l'IEMN, indiquant la zone d'introduction de l'échantillon et le système de contrôle.

Les couches d'or et de titane sont déposées par évaporation (figure 3.1(b)), un procédé de dépôt physique en phase vapeur (PVD) qui repose sur le chauffage à haute

température du matériau à déposer dans une chambre sous vide, provoquant son évaporation. Les atomes ou molécules évaporés se condensent ensuite et se déposent sur le substrat, formant une fine couche de matériau.

3.2.2 Bande interdite photonique et mode de Tamm conventionnel

La fabrication des réseaux de Bragg a été réalisée par PECVD. Les réseaux de Bragg utilisés dans notre expérience sont constitués de couches de SiO_2 et Si_3N_4. Les épaisseurs choisies sont $d_{SiO_2} = 181\,\text{nm}$ et $d_{Si_3N_4} = 130\,\text{nm}$, de manière à centrer la bande interdite photonique autour de 1050 nm. Les détails du processus de dépôt sont expliqués au chapitre 4.

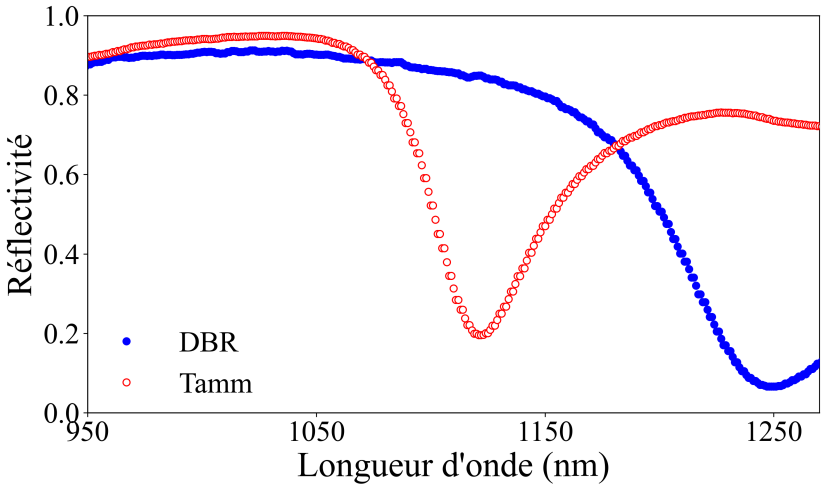


FIGURE 3.2 – Réflectivité expérimentale en fonction de la longueur d'onde pour deux structures : un réseau de Bragg (points bleus pleins) et une structure de Tamm avec une couche d'or de $d_{Au} = 15\,\text{nm}$ (cercles rouges vides). Le réseau de Bragg est composé de sept périodes de SiO_2/Si_3N_4, avec des épaisseurs respectives de $d_{SiO_2} = 181\,\text{nm}$ et $d_{Si_3N_4} = 130\,\text{nm}$.

La figure 3.2 présente la réflectivité mesurée d'un réseau de Bragg $(SiO_2/Si_3N_4)_7$, ainsi que celle du même réseau recouvert d'une fine couche d'or de 15 nm. L'ajout de cette couche métallique induit l'apparition d'un mode de Tamm, qui se manifeste par un creux de réflectivité au sein de la bande interdite photonique, à proximité de sa limite inférieure (courbes rouges).
Pour la métallisation, une technique d'évaporation a été utilisée. Une couche d'adhérence de titane a d'abord été déposée sur le réseau de Bragg, suivie d'une couche d'or. Le titane est essentiel pour assurer une bonne adhérence de l'or à la surface [123].
La figure 3.3 présente la réflectivité de la structure de Tamm pour des épaisseurs de la couche d'or de 5 nm, 15 nm et 35 nm. Nous observons que l'augmentation de l'épaisseur du métal induit un déplacement du mode vers les courtes longueurs d'onde, tout en le rendant plus étroit.
Afin d'évaluer l'influence de la couche de titane, nous avons comparé la réflectivité me-

surée d'une structure de Tamm conventionnel, avec et sans une couche de titane de 2 nm (figure 3.4). Son ajout entraîne un décalage du mode de Tamm vers les courtes longueurs d'onde, accompagné d'un creux de réflectivité plus marqué, traduisant un meilleur couplage du mode. Malgré cet effet, le titane est utilisé comme couche d'accroche, car il assure une bonne adhésion du métal. Son influence sur les nanorubans d'or sera étudiée en détail dans la section consacrée à la lithographie électronique et au lift-off (procédé d'enlèvement sélectif permettant de définir des motifs métalliques).

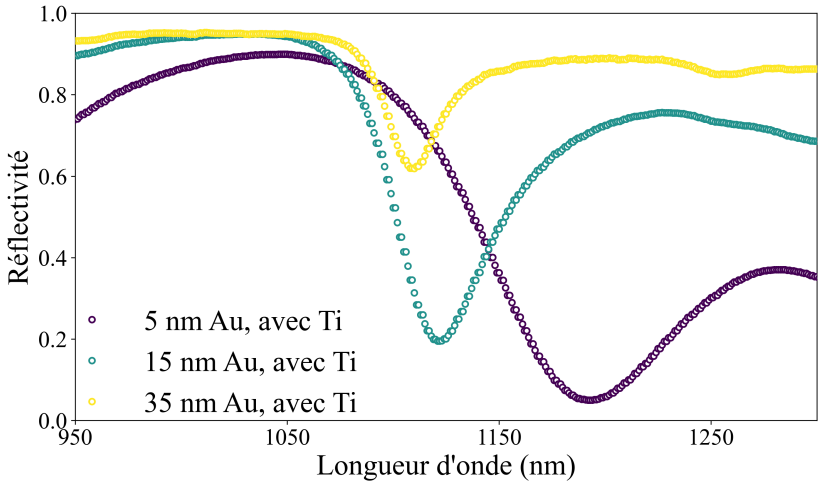


FIGURE 3.3 – Réflectivité mesurée en fonction de la longueur d'onde pour la structure de Tamm avec différentes épaisseurs de la couche d'or. Les épaisseurs des couches sont $d_{SiO_2} = 181\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 130\,\text{nm}$, $d_{Ti} = 2\,\text{nm}$, avec $N = 7$.

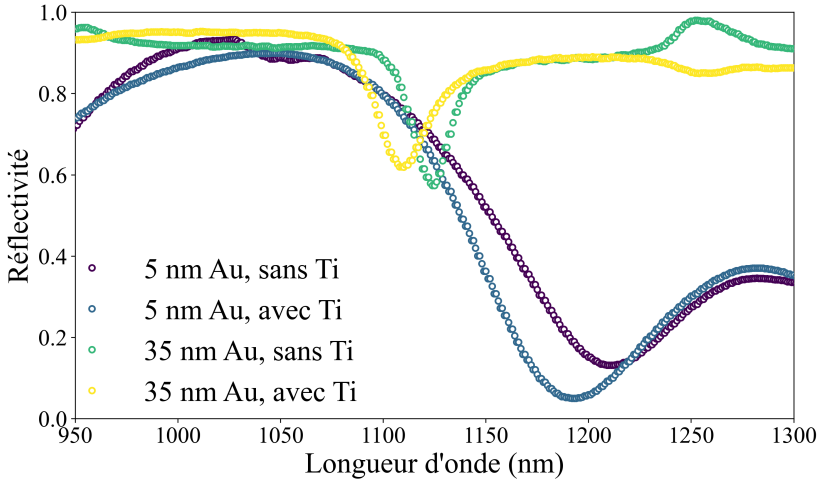


FIGURE 3.4 – Réflectivité mesurée en fonction de la longueur d'onde pour la structure de Tamm, avec et sans couche de titane, et pour différentes épaisseurs de la couche d'or. Avec $d_{SiO_2} = 181\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 130\,\text{nm}$, $d_{Ti} = 2\,\text{nm}$ et $N = 7$.

3.2.3 Fabrication du réseau métallique nanostructuré

Pour le dépôt du réseau nanostructuré, le procédé est nettement plus exigeant que celui du simple dépôt de couches métalliques pleines. Ainsi, au lieu de déposer directement l'or et le titane sur le DBR, une résine est d'abord déposée, puis un processus complet permettant de structurer les motifs souhaités. Dans notre cas, cette résine sert à définir des nanorubans métalliques.
Les résines utilisées en lithographie peuvent être classées selon deux critères : la nature de leur sensibilité (UV ou faisceau d'électrons) et leur comportement chimique lors du développement (résines positives ou négatives). Les résines sensibles aux UV sont couramment utilisées en photolithographie, tandis que les résines sensibles aux électrons sont employées en lithographie électronique (e-beam) [124, 125, 126]. D'un point de vue chimique, les résines peuvent être classées en deux catégories selon leur comportement au développement : les résines positives, qui deviennent solubles après exposition, et les résines négatives, qui deviennent insolubles. Le choix entre les deux dépend principalement de la résolution souhaitée et du procédé utilisé.
Dans notre étude, nous avons choisi une résine positive sensible aux électrons, car elle permet une meilleure résolution et un contrôle plus précis des motifs à des échelles nanométriques [127]. Dans ce cadre, un réseau de Bragg a d'abord été déposé par PECVD, avant d'être structurée par lithographie électronique et lift-off. Le procédé de spin-coating, utilisé pour le dépôt de la résine, est présenté dans la figure 3.5, accompagnée des différentes étapes du processus. Le spin-coating (figure 3.5(a)) est une technique

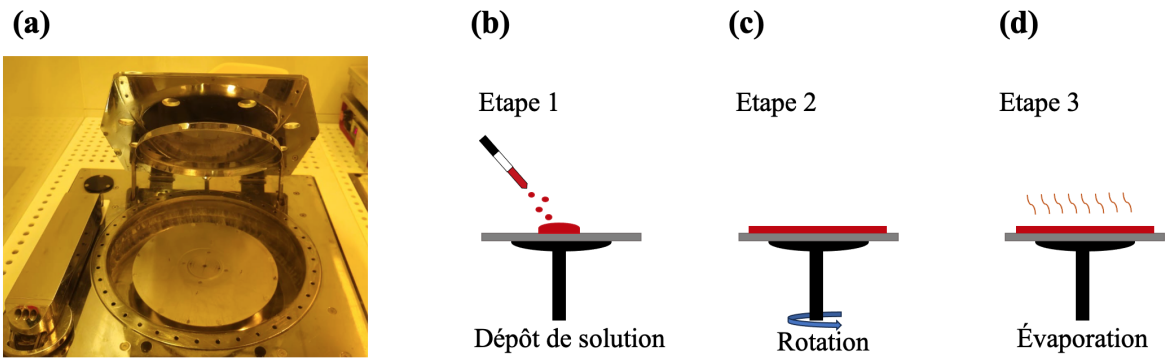


FIGURE 3.5 – Illustration du procédé de spin-coating. (a) Image réelle de la tournette utilisée. (b) Dépôt de la solution sur le substrat. (c) Rotation du substrat. (d) Recuit.

largement utilisée pour déposer des couches minces homogènes sur un substrat. Dans notre cas, nous l'avons employée pour le dépôt d'une résine afin de structurer la couche d'or. Son principe repose sur la centrifugation d'une solution liquide déposée sur un support 'tournette', favorisant l'uniformisation du dépôt et l'évaporation progressive du solvant, ce qui conduit à la formation d'une couche homogène.
La figure 3.5 illustre les différentes étapes du processus. Dans le schéma (b), la solution est déposée goutte par goutte au centre du substrat immobile. Ensuite, dans l'étape (c), le substrat commence à tourner, répartissant progressivement la solution sous l'effet de la force centrifuge. À mesure que la vitesse de rotation augmente, l'excédent de liquide est expulsé, laissant derrière lui une fine couche humide. L'étape (d) correspond à l'évaporation du solvant, qui stabilise le dépôt et assure la formation d'une couche uniforme.

Le processus de dépôt du réseau nanostructuré que nous avons réalisé est illustré dans la figure 3.6 et suit les étapes suivantes :

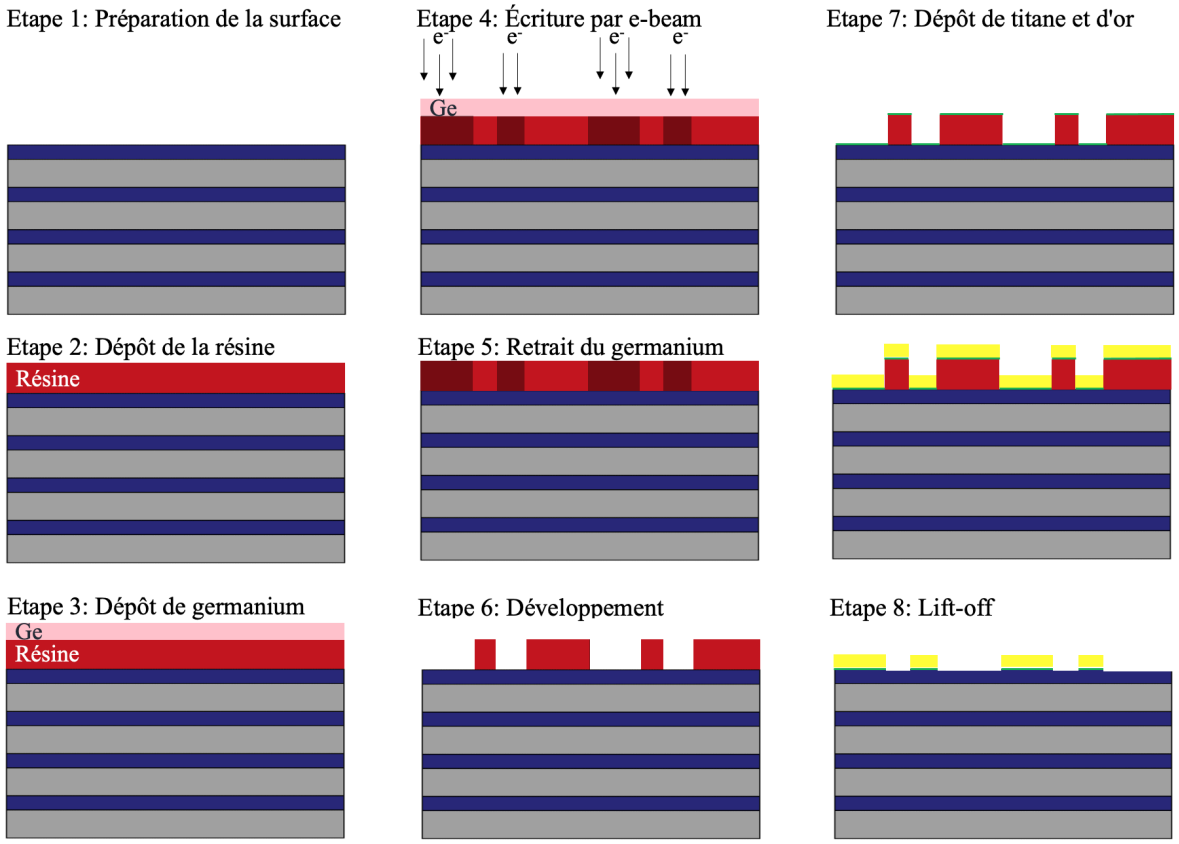


FIGURE 3.6 – Schéma illustrant le processus de fabrication du réseau métallique nanostructuré.

Étape 1 : Nettoyage de la surface supérieur du DBR suivi d'un traitement par plasma de dioxygène pendant 30 minutes afin de garantir une bonne adhésion de la résine, puis élimination de l'humidité qui s'est formé sur la surface du DBR en le chauffant à 180°C pendant 30 minutes. Cette derniére garanti une surface propre et sèche, optimale pour le dépôt de la résine ;

Étape 2 : Dépôt de la résine PMMA 4% 950K par spin-coating avec des vitesses et des accélérations optimisées afin d'obtenir l'épaisseur idéale souhaitée. L'épaisseur de résine visée est de 220 nm. Une résine trop fine ou trop épaisse compromettrait le résultat final après le lift-off ;

Étape 3 : Dépôt d'une épaisseur de 10 nm d'un film de germanium par évaporation. Cette couche conductrice améliore la conduction des charges et garantit une écriture électronique précise. Elle empêche l'accumulation de charges à la surface, réduisant ainsi les effets de répulsion électrostatique responsables de la déviation du faisceau d'électrons ;

Étape 4 : Étape d'écriture e-beam, où un motif a été gravé dans la résine sous la forme de deux nanorubans par période. Un dessin a été réalisé à l'aide d'un logiciel de CAO, où les facteurs de décalage et de réduction sont pris en compte, puis utilisé dans le système d'automatisation de l'e-beam. Avec une dose d'électrons de 440 $\mu C/cm^2$. La zone exposée aux électrons sera ensuite retirée facilement lors d'une des étapes ultérieures ;

Étape 5 : Retrait de la couche du germanium en maintenant la structure dans une solution de peroxyde d'hydrogène ($H_2O_2 + H_2O$) pendant 2 minutes ;

Étape 6 : Développement de la résine en plongeant l'échantillon dans une solution composée d'un volume de méthylisobutylcétone (MIBC) mélangé à deux volumes d'alcool isopropylique (IPA) pendant 75 secondes. Pour interrompre la réaction, l'échantillon est immédiatement immergé dans un bain d'IPA pendant 30 secondes ;

Étape 7 : Dépôt du titane et de l'or par évaporation ;

Étape 8 : Le processus de lift-off est réalisé en immergeant l'échantillon dans un bain de SVC-14 chauffé à 70°C sur une durée prolongée afin d'assurer la dissolution complète de la résine. Une fois celle-ci éliminée, les résidus métalliques excédentaires sont retirés à l'aide d'un flux de SVC-14. Enfin, l'échantillon est successivement rincé dans un bain d'acétone puis d'IPA, en veillant à minimiser la redéposition de particules métalliques.

La recette décrite ci-dessus a été élaborée suite à plusieurs tests que nous avons réalisés, ce qui nous a permis de définir une méthode adaptée pour la fabrication des nanorubans. Par la suite, nous présentons l'influence de certains paramètres impactant la qualité et les dimensions des nanorubans, tels que l'influence du traitement de surface (étape 1), l'impact de la dose d'électrons sur la résine, ainsi que l'effet de la couche d'accroche en titane (étape 7). Ces études sont illustrées respectivement dans les figures 3.8(e), 3.8(e) et 3.7 (c).

Le test de dose électronique pour une résine est essentiel, car la dose idéale dépend de plusieurs paramètres, tels que la largeur du nanoruban, l'épaisseur de la résine et l'espacement des nanorubans. Ces facteurs influencent directement l'exposition et la qualité du motif, rendant l'optimisation de la dose cruciale pour un contrôle précis du processus de lithographie.

La figure 3.7 présente des images obtenues par microscopie électronique à balayage MEB de la résine après développement pour différentes doses d'électrons. Nous constatons que pour la plus faible dose (figure 3.7(a)), la résine n'est pas totalement retirée de la zone souhaitée, contrairement à la figure 3.7(b), où elle est correctement développée, révélant ainsi un réseau de résine constitué de deux nanorubans distincts. De plus, nous observons qu'à mesure que la dose d'électrons augmente, la largeur de la résine développée s'accroît, ce qui peut dépasser les dimensions ciblées.

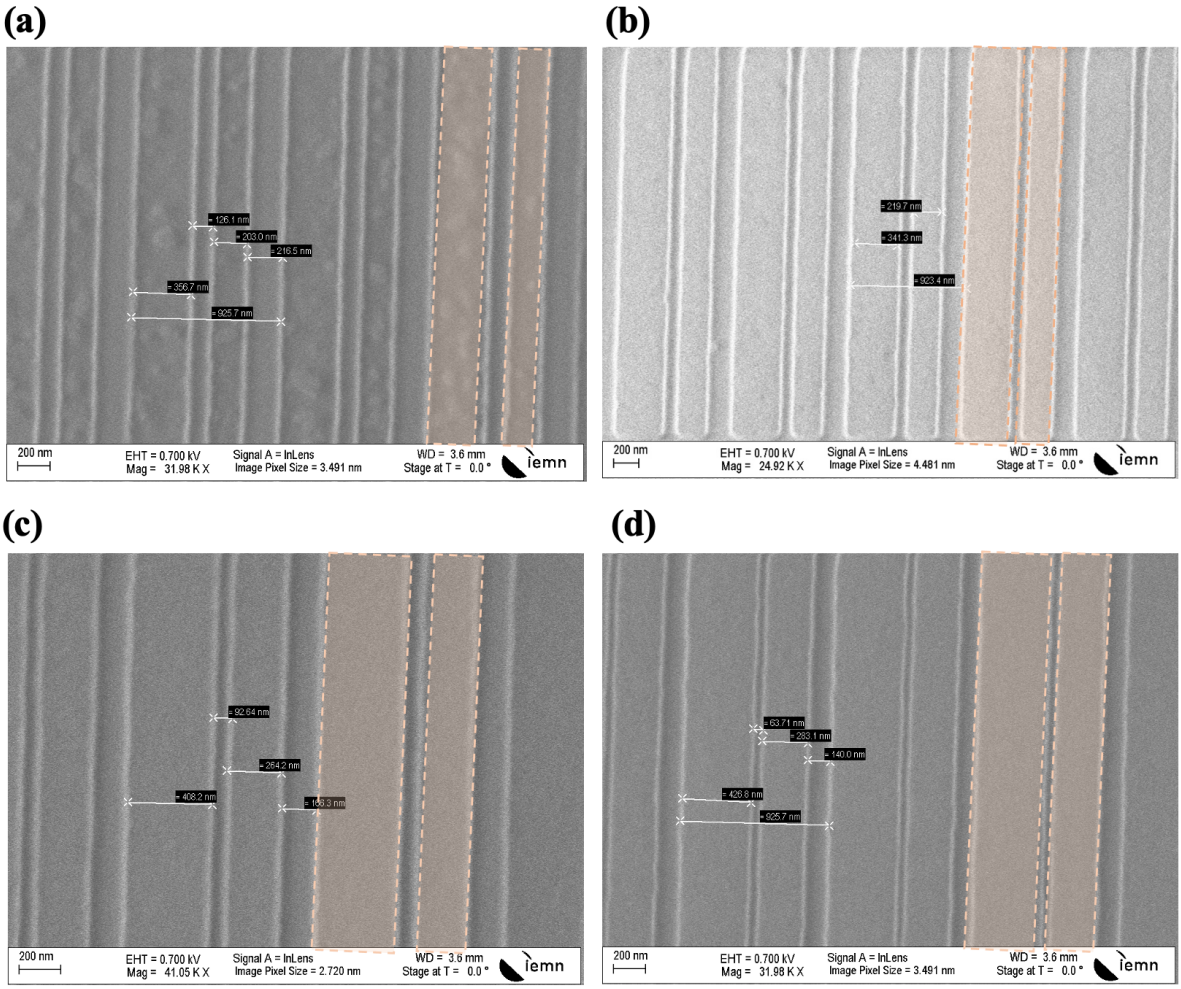


FIGURE 3.7 – Image MEB de la résine après développement pour différentes doses d'électrons : (a) 370, (b) 450, (c) 550 et (d) 730 $\mu C/cm^2$. Les encadrés beiges indiquent les emplacements des futurs nanorubans.

Le traitement de surface par plasma de dioxygène influence également sur la résine. Il favorise son adhésion, ce qui permet, après développement, d'obtenir une structure mieux définie avec une géométrie plus nette et une finition améliorée (3.8(b)). À l'inverse, dans la figure 3.8(a), où la zone n'a pas été traitée au plasma, la résine présente un développement moins homogène.

Passons maintenant à l'effet du traitement de surface par O_2 et titane sur la qualité des nanorubans d'or. La figure 3.9(a) représente une photographie de l'échantillon contenant plusieurs zones avant le dépôt d'or et de titane, tandis que les images MEB de la

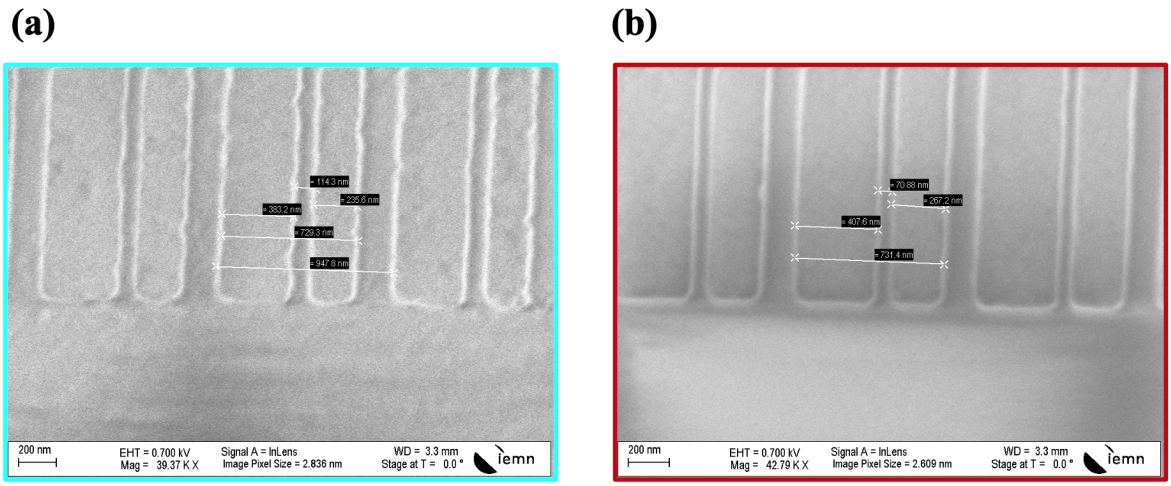


FIGURE 3.8 – Images MEB de la résine après développement : (a) sans traitement et (b) avec traitement par plasma au dioxygène.

figure 3.9 montrent les nanorubans après le lift-off, fabriqués selon les étapes décrites dans la figure 3.6, avec différentes conditions : (b) sans traitement par plasma au dioxygène ni dépôt de titane, (c) et (d) avec toutes les étapes sauf le dépôt de titane, (e) avec toutes les étapes sauf le traitement par plasma au dioxygène, et (f) avec l'ensemble des étapes complètes.
Nous constatons que sans le titane, les nanorubans d'or ne tiennent pas (figures 3.9 (b), 3.9 (c), et 3.9 (d)), tandis qu'avec le titane mais sans traitement de surface, les nanorubans sont chevauchés et de mauvaise qualité, comme attendu d'après la figure 3.9 (e), car la résine n'a pas été correctement développée. Contrairement à la figure 3.9 (f), où les nanorubans sont de bonne qualité, car toutes les étapes décrites dans la figure 3.6 ont été respectées.

Dans la partie 2.3.2 du chapitre 2, nous avons étudié théoriquement l'impact de la porosité de la dernière couche sur son indice effectif, influençant ainsi de manière significative les modes air et métal induits par le réseau nanostructuré. La modification de l'épaisseur de cette couche, en contact avec l'or affecte également son épaisseur optique. C'est pourquoi, dans cette partie expérimentale, nous avons ajusté son épaisseur et réoptimisé les paramètres géométriques. Nous avons fabriqué deux structures de Tamm à double période avec des facteurs de remplissage distincts, tout en tenant compte des contraintes liées à la fabrication. Ainsi, l'ensemble des paramètres géométriques du réseau nanostructuré a été soigneusement sélectionné. Le taux de remplissage est défini par :

$$\tau = \frac{w + f \cdot w}{2a}$$

permettant ainsi d'évaluer le pourcentage de métal présent sur une période de $2a$. Cette définition prend en compte la présence de deux nanorubans par période : l'un de largeur w et l'autre de largeur $f \cdot w$.

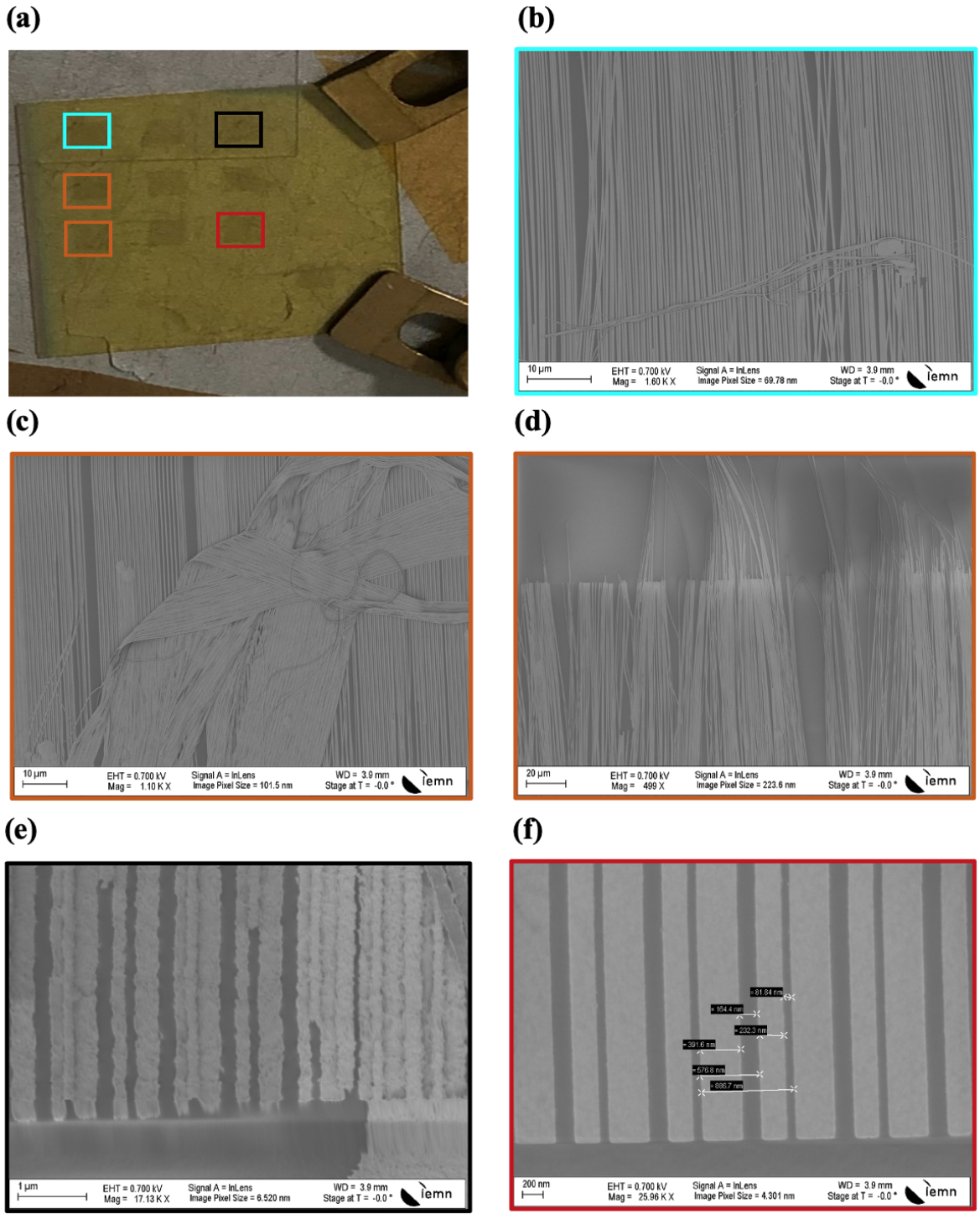


FIGURE 3.9 – Images MEB des nanorubans après le lift-off. (a) Photographie de l'échantillon contenant plusieurs zones. Toutes les structures ont été fabriquées en suivant les étapes décrites dans la figure 3.6, avec quelques variations : (b) sans traitement par plasma au dioxygène ni dépôt de titane, (c) et (d) avec toutes les étapes, sauf le dépôt de titane, (e) avec toutes les étapes, sauf le traitement plasma au dioxygène, et (f) avec l'ensemble des étapes.

3.2.4 Caractérisation de la structure de Tamm à double période

a) Taux de remplissage $\tau = 0.38$:

La réflectivité de la structure de Tamm fabriquée avec $a = 400\,\text{nm}$, $w = 210\,\text{nm}$, $h = 30\,\text{nm}$, $s = 0.3$, $f = 0.45$, $d_{SiO_2} = 181\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 130\,\text{nm}$ et $N = 6$, est représentée dans la figure 3.10. On observe clairement la présence d'un mode métal aux faibles longueurs d'onde, tandis que le mode air apparaît aux longueurs d'onde les plus élevées. Expérimentalement, ces modes sont bien visibles, mais avec un léger décalage par rapport à la simulation. Nous attribuons cela aux variations des épaisseurs des couches, qui ne sont pas strictement identiques aux valeurs théoriquement prévues en raison des contraintes de dépôt. De plus, les nanorubans ne sont pas infinis, et le surdéveloppement de l'échantillon a induit un élargissement des nanorubans.
Notons que la dernière couche de nitrure de silicium, en contact avec les nanorubans, présente une épaisseur de 100 nm. Ces résultats ont été obtenus en incidence normale, avec un polariseur LPVIS100-MP2 assurant une polarisation TE.
Cette structure induit bien les modes air et métal, et nous voyons clairement que le

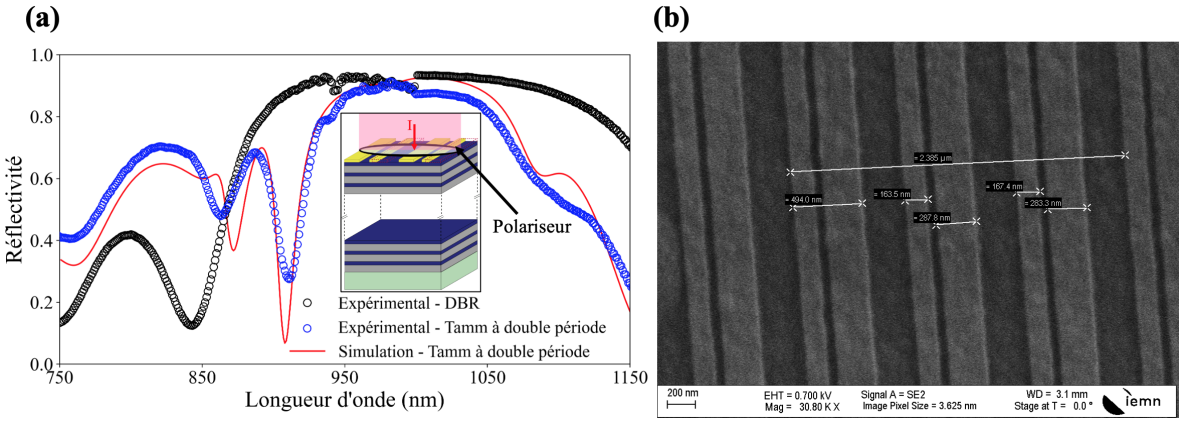


FIGURE 3.10 – (a) Réflectivité en fonction de la longueur d'onde de la structure de Tamm à double période. (b) Image MEB de cette structure. Les paramètres sont $a = 400\,\text{nm}$, $w = 210\,\text{nm}$, $h = 30\,\text{nm}$, $s = 0.3$, $f = 0.45$, $d_{SiO_2} = 181\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 130\,\text{nm}$ et $N = 6$. L'encadré dans la figure (a) représente la structure de Tamm à double période.

mode air est bien défini, ce qui permet de l'utiliser pour la détection, en particulier grâce à la localisation de son énergie. Cependant, il est plus judicieux de séparer la source d'excitation de la zone où se trouve l'analyte, afin que ce dernier n'influence pas le chemin de l'onde électromagnétique. Cela se fait en excitant la structure par la face inférieure, c'est-à-dire depuis le substrat, plutôt que par le haut, du côté du réseau métallique nanostructuré (côté des nanorubans métalliques).
Dans la suite de ce chapitre, nous explorons deux stratégies permettant l'excitation des modes par la face inférieure, près de la limite inférieure de la bande interdite du DBR : la première, basée sur l'optimisation géométrique de la structure ($\tau = 0{,}46$), est présentée dans la partie suivante ;
la seconde, fondée sur l'intégration d'une cavité de SiO_2 au sein du DBR, est étudiée en section 3.3.

b) Taux de remplissage $\tau = 0.46$:

Une optimisation des paramètres géométriques a été réalisée afin d'ajuster les modes air et métal dans la bande passante du DBR, tout en maintenant des dimensions compatibles avec la fabrication. Une façon de déplacer ces modes en dehors de la bande interdite est donc de réduire les valeurs de paramètres f et s, comme le montrent les figures 2.21(a) et (b). Cependant, malgré les tests de doses électroniques et le changement du type de résine, des irrégularités sont apparues dans la résine, ce qui a compliqué la fabrication, provoquant notamment la dégradation des nanorubans après l'étape de lift-off, en particulier pour les nanorubans de longueur $f \cdot w < w$. C'est pour cette raison que nous avons choisi de déplacer la bande interdite photonique, étant contraints d'un côté par les limitations expérimentales et de l'autre côté par la gamme fréquentielle de la source d'excitation. Ce choix a été judicieux pour optimiser la structure.

Finalement, nous avons retenu une structure avec un taux de remplissage $\tau = 0.46$ et les paramètres géométriques suivants : $a = 490\,\text{nm}$, $w = 270\,\text{nm}$, $h = 80\,\text{nm}$, $s = 0.15$, $f = 0.6$, $d_{SiO_2} = 312\,\text{nm}$, $d_{Si_3N_4} = 226\,\text{nm}$ pour $N = 6$. La dernière couche du DBR en contact avec les nanorubans a une épaisseur de $d_{Si_3N_4} = 126\,\text{nm}$.

L'image MEB du réseau nanostructuré fabriqué, représentée dans la figure 3.11(c), montre clairement le design à double période. Malgré un taux de remplissage élevé, les nanorubans apparaissent plus espacés que ceux du réseau nanostructuré de la figure 3.10(b), en raison du faible facteur de décalage $s = 0.15$.

L'excitation de la structure par la face supérieure (EFS), c'est-à-dire directement sur le métal, comme illustré dans la configuration de la figure 3.11(a), permet d'observer les modes air et métal, comme le montre la réflectivité de la figure 3.11(d). L'optimisation a été réalisée pour obtenir un mode air bien défini, car c'est celui qui nous intéresse pour la détection.

L'excitation par la face inférieure (EFI) (côté substrat), illustrée dans la figure 3.11(e), révèle également la présence des modes air et métal aux mêmes positions que dans la configuration EFS. En effet, ces modes sont intrinsèquement liés à la structure, le côté d'excitation donc peut influencer leur intensité, mais pas leur position. On observe une réflectivité plus importante dans la configuration EFS, ce qui est attribué à la permittivité du métal. La présence de ces modes dans la bande passante du DBR permet de les exciter directement, ce qui constitue un avantage majeur pour la détection.

Afin de confirmer que la structure de Tamm à double période peut être utilisée pour la détection de changements d'indice de réfraction, nous avons mesuré la réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour deux analytes : l'air et l'eau. L'analyte est introduit du côté métal. La figure 3.12 montre l'évolution de la réflectivité mesurée en fonction de la longueur d'onde pour les deux analytes. On observe clairement, que le mode air se déplace beaucoup plus que le mode métal, ce qui est déjà attendu, car pour le mode métal, l'énergie est confinée entre le métal et le DBR, et l'analyte n'a pas d'accès direct à cette zone. Cela montre que le mode air réagit aux variations d'indice de réfraction, ce qui ouvre la voie à des applications de détection.

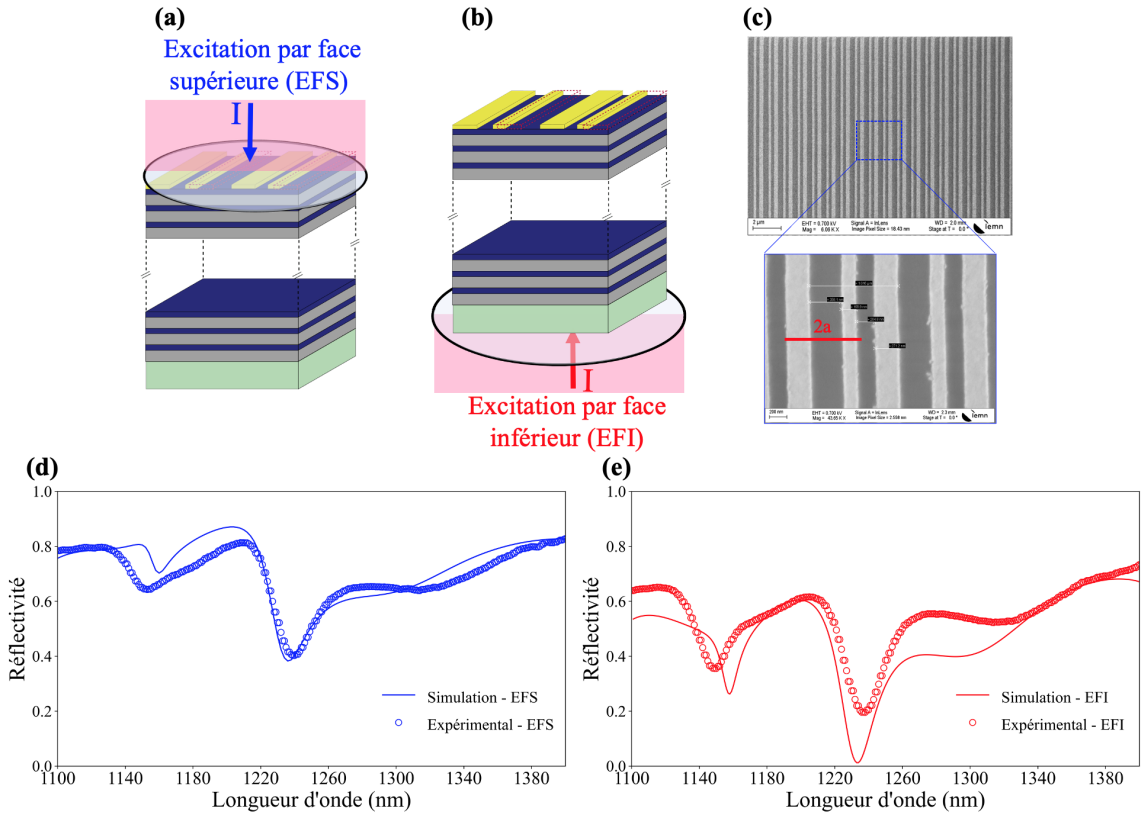


FIGURE 3.11 – Schéma illustrant la configuration associée à l'excitation par la face supérieure (a) et par la face inférieure (b). (c) Image MEB du réseau nanostructuré fabriqué. Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour la structure de Tamm à double période : (d) correspond à la configuration illustrée en (a) (excitation par la face supérieure), et (e) à celle du schéma (b) (excitation par la face inférieure). Les résultats expérimentaux sont représentés par des cercles et les simulations par des lignes continues. Avec $a = 490\,\text{nm}$, $w = 270\,\text{nm}$, $h = 80\,\text{nm}$, $s = 0.15$ et $f = 0.6$.

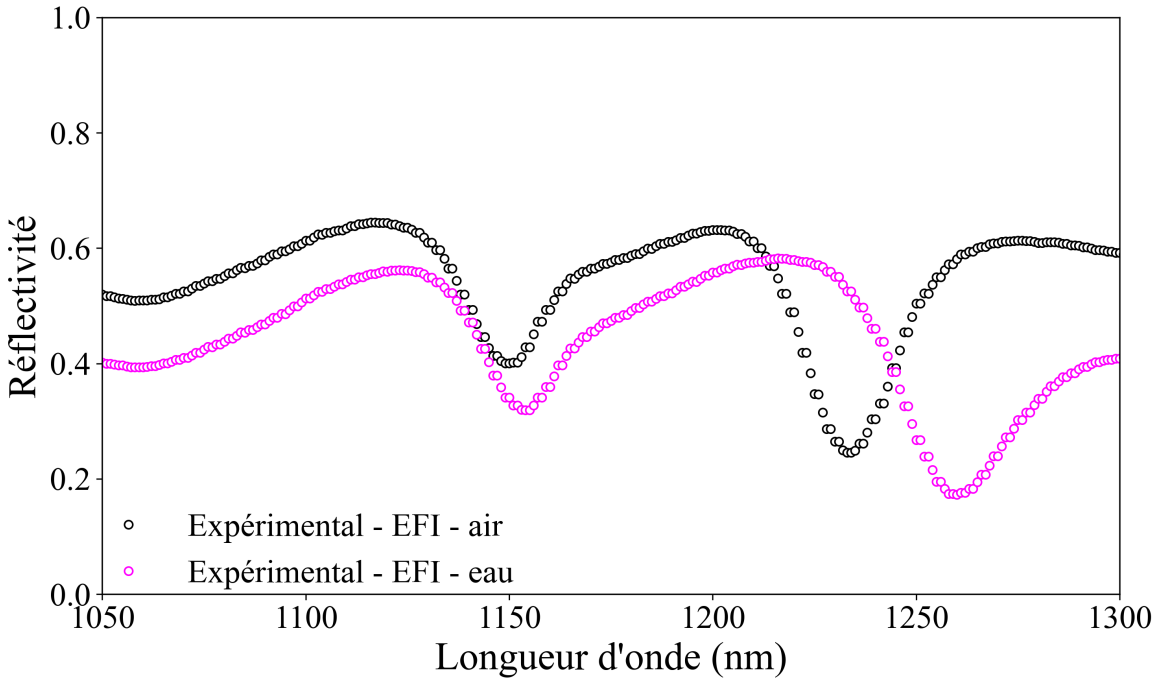


FIGURE 3.12 – Réflectivité mesurée en fonction de la longueur d'onde pour la structure de Tamm à double période, pour une excitation par la face inférieure.Les deux courbes correspondent aux deux analytes utilisés : l'air et l'eau. Les paramètres géométriques de la structure sont $a = 490\,\text{nm}$, $w = 270\,\text{nm}$, $h = 80\,\text{nm}$, $s = 0.15$ et $f = 0.6$.

3.3 Excitation des modes air et métal par la face inférieure de la structure étudiée en insérant une cavité au milieu du réseau de Bragg

L'objectif principal de cette partie est d'explorer, à travers des résultats numériques, une autre stratégie d'excitation des modes de Tamm induits par le réseau nanostructuré, en passant par la face inférieure, grâce à l'intégration d'une cavité au sein du réseau de Bragg. De manière générale, plusieurs paramètres influencent l'excitation et les propriétés des modes de Tamm conventionnels : les caractéristiques du réseau de Bragg [128], l'angle d'incidence [1], la nature du métal via sa fonction diélectrique [129, 130], ainsi que l'épaisseur de la couche métallique [131, 132]. Ce dernier paramètre joue un rôle particulièrement important. Comme illustré dans la figure 2.13, l'épaisseur du métal affecte non seulement la position, la largeur et l'intensité du pic de résonance, mais peut aussi être ajustée en fonction de la configuration d'excitation du mode. En effet, lorsqu'une excitation directe par la couche métallique est envisagée, une épaisseur inférieure à 50 nm est généralement préférable. Cette valeur reste indicative, car elle dépend à la fois de l'épaisseur de peau du métal et de la longueur d'onde d'excitation [133, 134, 135].

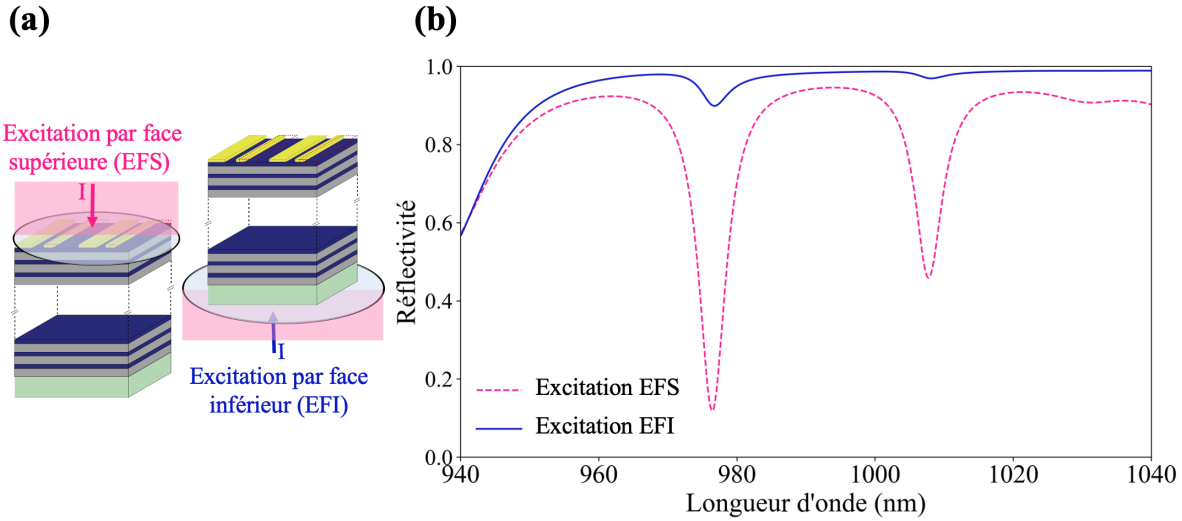


FIGURE 3.13 – (a) Illustration schématique des différentes configurations d'excitations (EFS) et (EFI). (b) Réflectivité simulée en fonction de la longueur d'onde pour une structure de Tamm à double période, selon les configurations (EFS) et (EFI). Les paramètres de la structure sont : $a = 480\,\text{nm}$, $w = 260\,\text{nm}$, $h = 40\,\text{nm}$, $s = 0.21$ et $f = 0.4$, avec des épaisseurs de couches $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$ et $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$.

Nous avons choisi d'utiliser dans ce paragraphe avec la structure de Tamm à double période optimisée dans la section 2.3.1 du chapitre 2 (voir figure 2.18). Nous représentons donc, dans la figure 3.13, cette structure selon deux configurations : (EFS) et (EFI). Nous remarquons qu'il est quasi-impossible d'observer les modes propres de la structure par une excitation depuis la face inférieure. Seuls de légers creux apparaissent à la position des modes air et métal. La figure 3.13(b) montre la réflectivité en fonction

de la longueur d'onde pour la structure étudiée sans la cavité. Nous expliquons cela par le fait que ces modes se trouvent dans la bande interdite photonique, l'onde électromagnétique est quasi-totalement réfléchie par le réseau de Bragg et ne peut pas atteindre le réseau nanostructuré pour exciter les modes air et métal.

Pour contourner ce problème, nous insérons une cavité de SiO_2 d'épaisseur d_c au milieu du DBR. L'idée c'est que le mode de la cavité tombe exactement à la longueur d'onde du mode Tamm qu'on souhaite exciter. En effet, le mode de la cavité est caractérisé par un pic de transmission qui va pouvoir transmettre l'onde électromagnétique aux fréquences propres des modes air et/ou métal. Pour cela, nous avons tracé la réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'épaisseur d_c de la cavité, pour la structure de Tamm à double période avec une cavité de SiO_2 insérée au milieu du DBR (figure 3.14(a)). Cette figure montre l'apparition de modes sous forme de branches verticales(représentées en couleur bleu), séparées par des bandes interdites. La carte d'absorption correspondant à la même configuration est présentée en figure 3.14(b). Elle montre que le mode air peut être excité pour une épaisseur de cavité de $d_c = 10\,\text{nm}$ (voir figure 3.14(b) autour de $d_c = 10\,\text{nm}$ et voir également la carte du champ électrique présenteé sur la figure 3.15(a)).

Lorsqu'on augmente l'épaisseur de la cavité, le mode air disparaît et réapparaît sur une plage d'épaisseur de d_c comprise entre 295 nm et 370 nm. Notons également que le mode métal peut être excité sur une plage d'épaisseur comprise entre 260 nm et 320 nm.Notons que l'excitation des modes air et métal en même temps est facile pour la longueur à mi-hauteur du mode de la cavité, qui couvre la plage fréquentielle contenant les deux modes, comme le montre la figure 3.14(f). Notons aussi que les modes air et métal réapparaissent chaque fois mais d'ordre plus supérieur, ce qui est dû aux modes d'ordres supérieurs, qui sont des modes propres de la cavité [136]. L'étude détaillée de ces modes est représenteé dans le chapitre 4 mais avec une couche pleine et un réseau cylindrique nanostructuré.
La figure 3.14(e) représente la carte de la transmission. Les branches (en couleurs blanche et argentée) que nous observons sont des modes de la cavité avec un léger couplage avec le mode air et/ou métal, qui devient plus prononcé en se rapprochant de la fréquence propre du mode (figure 3.15(f) et (e)).
Contrairement à la configuration EFI, la configuration EFS permet d'observer les modes air et métal quelle que soit l'épaisseur de la cavité [voir la partie encadrée en pointillé dans la figure 3.14(b)]. L'objectif est ici de déterminer une plage d'épaisseurs de cavité permettant l'excitation efficace du mode air en configuration EFI.
En comparant les cartes d'absorption des figures 3.14(c) et (d), nous constatons que les modes air et métal définis dans le cas ou l'excitation se fait par la face supérieure (3.14(d)), peuvent aussi être facilement excités par la face inférieure (figure 3.14(c)).

Afin de comparer l'excitation avec et sans cavité, nous avons tracé dans la figure 3.16 la réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour une structure de Tamm à double période. La figure 3.16(a) représente la réflectivité en fonction de la longueur d'onde, sans cavité en configuration EFS en bleu et avec cavité en EFS et EFI respectivement en noir et en orange. Nous constatons que les modes air et métal subissent un décalage vers les grandes longueurs d'ondes en présence de la cavité de SiO_2. Pour la figure 3.16 (a) l'épaisseur de la cavité est choisi afin d'exciter le mode métal, nous l'avons excité en EFS ainsi qu'on EFI avec un élargisement du pic de réflectivité du à la nature du mode de la cavité qui est large donc peu sélectif. En choisissant une épaisseur adaptée pour l'exciter,

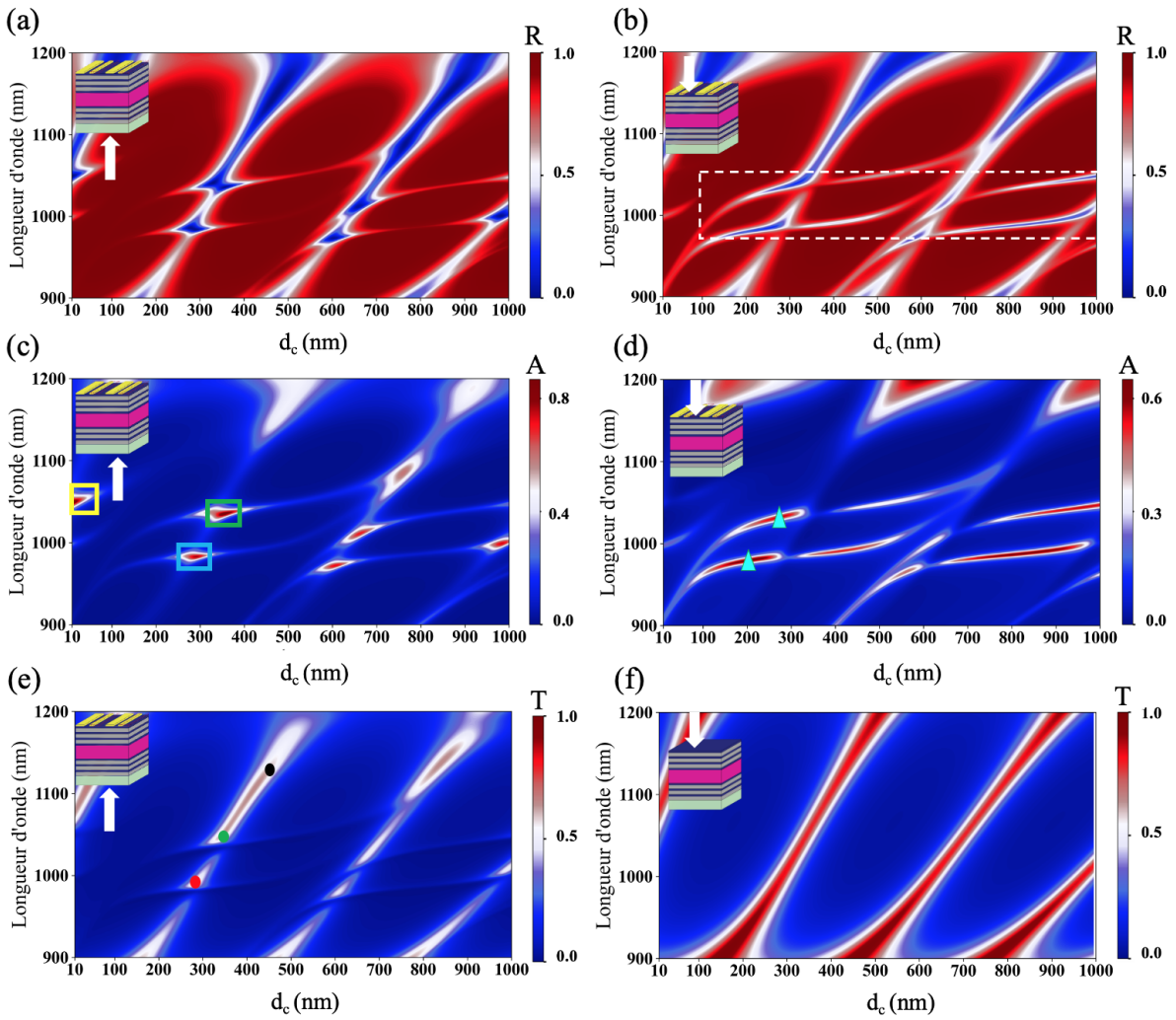


FIGURE 3.14 – Réflectivité [(*a*) et (*b*)], absorption [(*c*) et (*d*)] et transmission [(*e*) et (*f*)], en fonction de la longueur d'onde et de l'épaisseur d_c de la cavité de SiO_2 : (a) EFI ; (b) EFS ; (c) EFI ; (d) EFS ; (e) EFI. Les paramètres géométriques de la structure sont : $a = 480\,\text{nm}$, $w = 260\,\text{nm}$, $h = 40\,\text{nm}$, $s = 0{,}21$ et $f = 0{,}4$, avec des épaisseurs de couches $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$ et $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$.

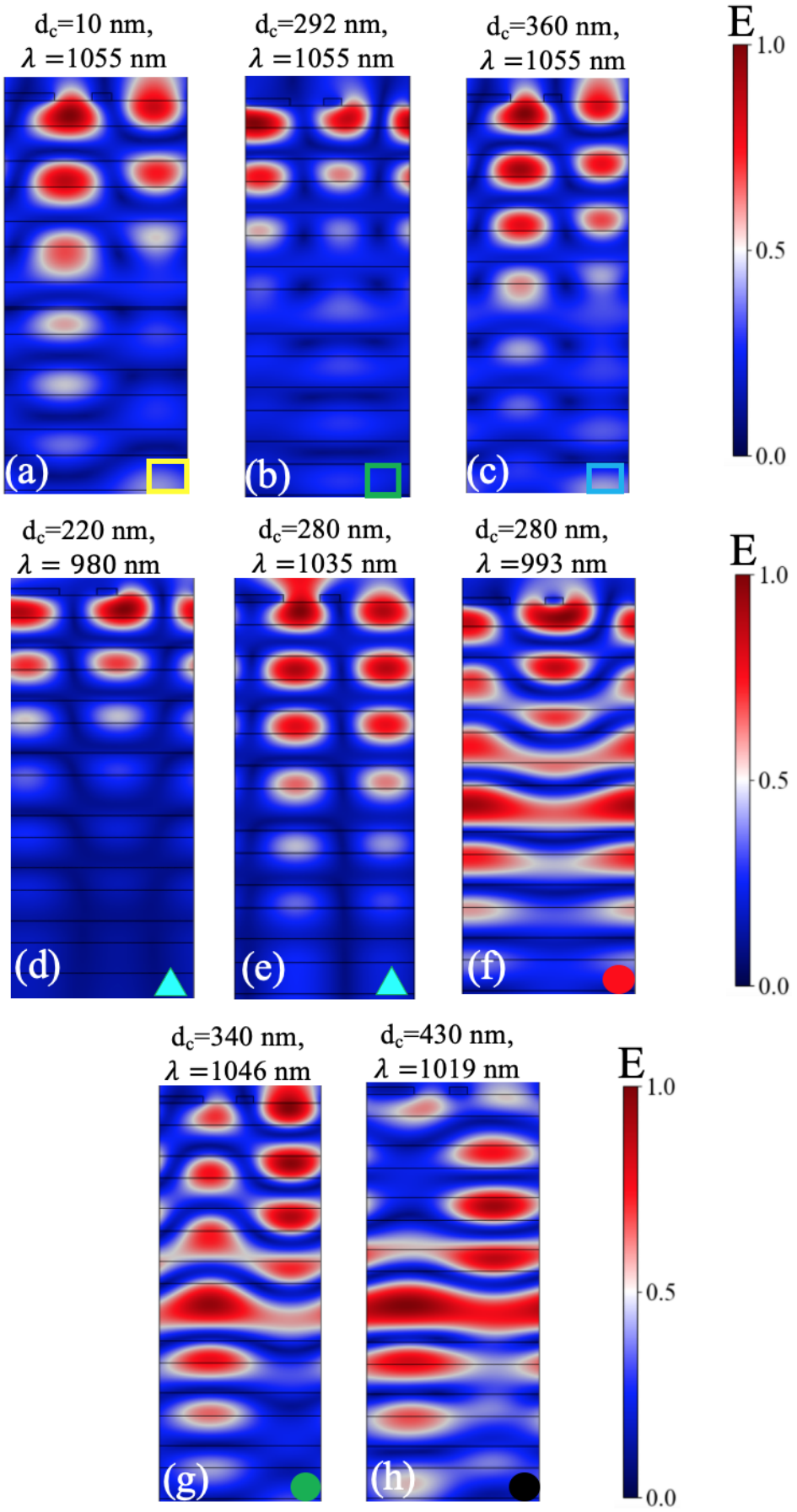


FIGURE 3.15 – Norme du champ électrique des modes de la figure 3.14 .

le mode air (3.16(b)), atteint une réflectivité de l'ordre de 35 % , avec un pic certes plus large que celui observé sans cavité, mais toujours bien défini. La cavité utilisée ici comme stratégie d'excitation, à travers la structure proposée dans cette partie, constitue une preuve de concept. Plusieurs paramètres restent modulables, notamment le nombre de périodes du DBR, afin d'obtenir un mode de cavité plus étroit, ce qui permettrait une excitation plus sélective des modes air et métal. Il est également possible d'ajuster les paramètres du réseau nanostructuré pour élargir la bande interdite entre les deux modes et ainsi mieux cibler celui que l'on souhaite exciter. L'intérêt principal de la structure réside dans sa capacité, pour certaines épaisseurs bien choisies, à générer des modes air et métal quasi purs. On peut aussi accéder à de nouveaux modes hybrides d'ordre supérieur, de type cavité-air ou cavité-métal.

Dans la plupart des travaux, la cavité est plutôt conçue pour être couplée aux modes de Tamm dans le but d'être remplie ultérieurement par un analyte, ce qui permet d'augmenter significativement la sensibilité du capteur [137, 17]. Elle est également exploitée pour la conception de modes optiques couplés aux modes de Tamm [138, 139, 140]. Toutefois, cette approche présente certaines limitations pratiques, notamment la difficulté d'introduire l'analyte dans la cavité de manière contrôlée, ainsi que les contraintes liées au nettoyage de cette dernière après usage.

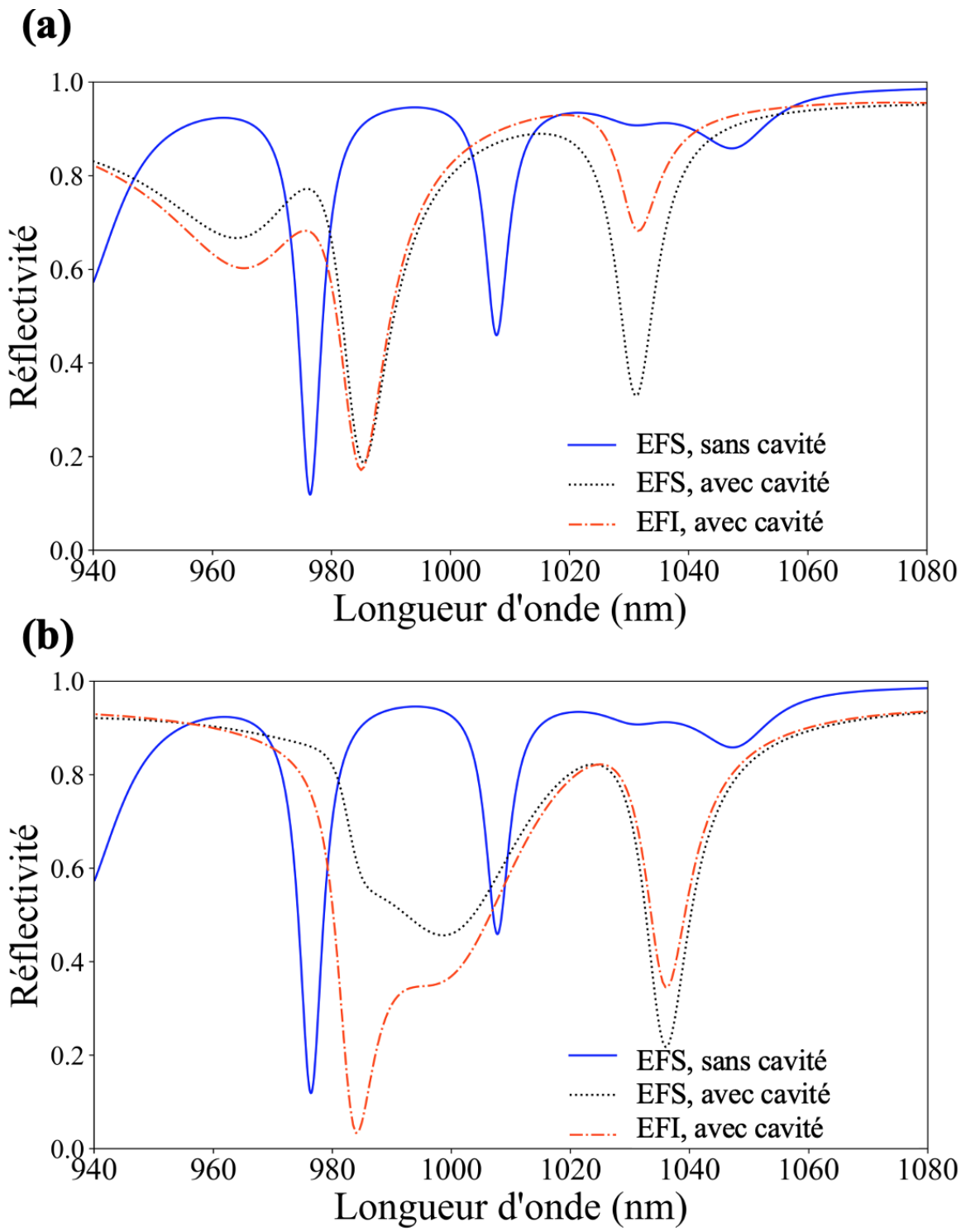


FIGURE 3.16 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour une structure de Tamm à double période. Les courbes correspondent à : sans cavité (ligne bleue continue), avec cavité en configuration EFS (ligne noire pointillée), et en configuration EFI (ligne orange pointillés longs). (a) $d_c = 290\,\text{nm}$, (b) $d_c = 360\,\text{nm}$. Les paramètres de la structure sont : $a = 480\,\text{nm}$, $w = 260\,\text{nm}$, $h = 40\,\text{nm}$, $s = 0.21$, $f = 0.4$, avec des épaisseurs de couches $d_{SiO_2} = 182\,\text{nm}$ et $d_{Si_3N_4} = 133\,\text{nm}$.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la fabrication expérimentale de structures supportant des états de Tamm, en explorant à la fois des configurations classiques et à double période. Les structures réalisées combinent une couche métallique pleine ou un réseau nanostructuré avec un miroir de Bragg, intégrant également une couche de défaut à base de SiO_2. Cette configuration a permis l'observation des modes air et métal via une excitation par la face inférieure. Par ailleurs, nous avons mis en évidence le potentiel de ces structures pour la détection optique de liquides, ouvrant ainsi des perspectives prometteuses pour des applications en capteurs.

Dans la seconde partie, nous avons proposé, à travers des simulations numériques, une stratégie alternative d'excitation par la face inférieure, reposant sur l'intégration d'une cavité optique. Cette approche permet de générer des modes de Tamm tout en conservant leurs caractéristiques fondamentales, telles que la distribution d'énergie et la sélectivité spectrale. Bien que les longueurs d'onde soient légèrement décalées, ce décalage reste maîtrisé, ce qui préserve l'intérêt de ces modes pour les applications de détection. Cette stratégie constitue ainsi une piste innovante pour optimiser l'excitation et l'exploitation des modes de Tamm dans des dispositifs photoniques intégrés.

Chapitre 4

Étude de l'excitation des états de Tamm d'ordre supérieur à travers une cavité optique

4.1 Introduction

Les modes de Tamm sont des états localisés à l'interface entre une couche métallique et un réseau de Bragg. En insérant une cavité optique entre ces deux milieux, il est possible de confiner l'énergie de ces modes au sein de la cavité. Ce confinement devient plus prononcé lorsque l'on excite des modes de Tamm d'ordre supérieur, ce qui permet d'augmenter à la fois le facteur de qualité et la sensibilité de la structure.

Dans ce chapitre, nous étudions numériquement deux configurations de structures de Tamm : l'une comportant une cavité en SiO_2 placée entre un réseau de Bragg en SiO_2/Si_3N_4 et une couche d'or, et l'autre intégrant la cavité au milieu du réseau de Bragg. L'étude expérimentale a porté uniquement sur la première configuration, pour laquelle nous avons démontré l'excitation des quatre premiers ordres de modes de Tamm, avec un bon accord entre simulations et mesures. L'évolution du facteur de qualité avec l'ordre du mode a également été analysée, montrant une amélioration notable des performances optiques à mesure que l'ordre augmente.

Enfin, nous proposons une optimisation de la première configuration en introduisant des trous nanocylindriques dans la couche d'or et dans la cavité. Cette modification a pour objectif de rendre la structure sensible à l'analyte en permettant sa pénétration dans la cavité, tout en conservant les conditions d'excitation des modes de Tamm d'ordre supérieur. Nous présentons les résultats numériques associés à cette configuration ainsi qu'une première étape de validation expérimentale du procédé de gravure.

4.2 Cavité placée entre le métal et le réseau de Bragg

Une cavité optique placée entre le métal et le réseau de Bragg, avec une épaisseur importante, constitue l'une des solutions pour améliorer la sensibilité et le facteur de qualité des plasmons de Tamm [86]. De nombreux travaux ont utilisé cette approche pour optimiser les performances de ces plasmons en détection. Cependant, à notre connaissance, et malgré l'efficacité de ce type de structure, les études restent essen-

tiellement théoriques [86, 17]. L'objectif de ce chapitre est, dans un premier temps, de montrer la possibilité d'observer expérimentalement ces modes de Tamm d'ordres supérieurs et, dans un second temps, de les exploiter pour détecter les variations de l'indice de réfraction.
Les modes de Tamm peuvent être excités soit par la face supérieure, directement sur la couche d'or, soit par la face inférieure, c'est-à-dire à travers le réseau de Bragg. Dans le premier cas, il est nécessaire que l'épaisseur de la couche d'or ne dépasse pas 50 nm afin d'obtenir un pic de résonance bien défini et d'éviter une réflexion quasi-totale de l'onde électromagnétique. En revanche, lorsque l'excitation se fait par le bas, une épaisseur importante de la couche métallique est requise pour assurer le confinement du mode de Tamm entre le métal et le réseau de Bragg.

Dans ce chapitre, nous avons choisi d'exciter la structure par la face inférieure, car nous souhaitons ultérieurement rendre la surface métallique sensible à l'analyte. Cette configuration permet de séparer spatialement la zone d'introduction de l'analyte de la zone d'incidence de l'onde électromagnétique.

4.2.1 Conditions d'excitation des états de Tamm d'ordre supérieur

Pour démontrer la possibilité d'excitation des états de Tamm d'ordre supérieur, nous rappelons la condition nécessaire (voir partie 2.2.2), qui constitue le point de départ de cette étude [1] :

$$r_{DBR} r_{Au} \exp(2i\phi_c) = 1, \tag{4.2.1}$$

où ϕ_c désigne la phase de propagation de la lumière à l'intérieur de la cavité selon la direction y, définie par $\phi_c = 2\pi n_c d_c/\lambda$, avec n_c et d_c représentant respectivement l'indice de réfraction et l'épaisseur de la cavité.

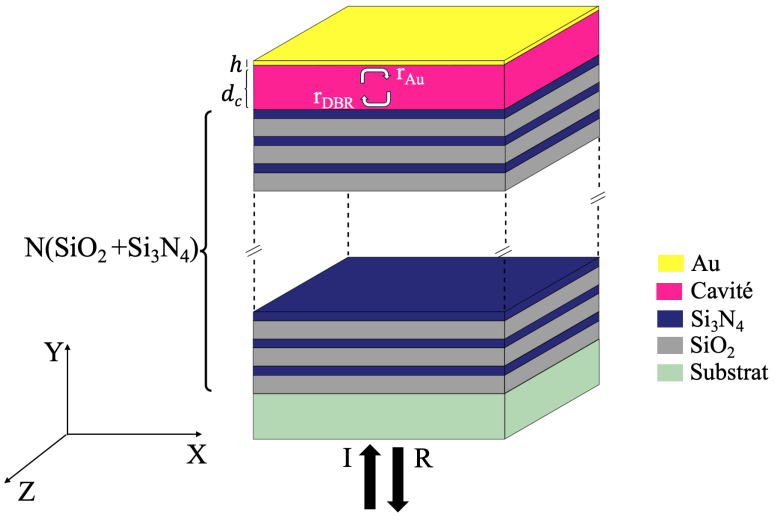


FIGURE 4.1 – Représentation schématique de la structure de Tamm avec une cavité entre le métal et le réseau de Bragg

Pour qu'un mode de Tamm soit confiné entre le réseau de Bragg et la couche d'or (figure 4.1), il est nécessaire que l'argument de $r_{DBR}r_{Au}\exp(2i\phi_c)$ soit égal à 1 et que la phase respecte la condition suivante :

$$\Psi = 2\phi_c + \phi_{DBR} + \phi_{Au} = 2m\pi \quad (m \in \mathbb{N}). \tag{4.2.2}$$

Nous pouvons constater à partir de l'équation (4.2.2) que des modes de Tamm d'ordres supérieurs peuvent être excités et que cette excitation dépend de l'épaisseur de la cavité.

4.2.2 Choix des épaisseurs relatives à la cavité de SiO_2

Comme nous L'avons déjà vu, le mode de Tamm apparait dans la bande interdite photonique du réseau de Bragg, grâce à la présence de deux interfaces agissant comme des miroirs parfaits. Cette configuration favorise la formation de résonances de surface, conformément à l'équation d'accord de phase (Eq.4.2.1).

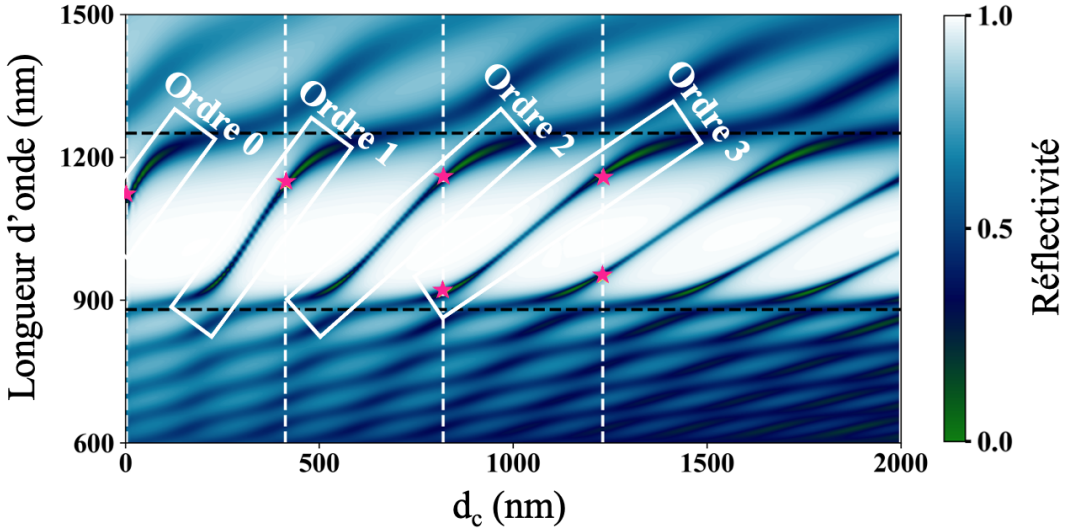


FIGURE 4.2 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'épaisseur de la cavité de SiO_2 entre le métal et le réseau de Bragg. Les lignes verticales blanches en pointillés représentent les épaisseurs de cavité simulées de 0 nm, 418 nm, 820 nm et 1231 nm, correspondant respectivement aux figures 4.9(a), 4.9(c), 4.10(a) et 4.10(b). Les lignes horizontales noires en pointillés indiquent les bords de la bande interdite du DBR, tandis que les étoiles roses marquent les longueurs d'onde des états de Tamm d'ordre supérieur observés expérimentalement.

Pour une épaisseur de cavité nulle, la condition d'accord de phase se simplifie ainsi :

$$\Psi = \phi_{\mathrm{DBR}} + \phi_{\mathrm{Au}} = 0. \tag{4.2.3}$$

Cette condition garantit une interférence constructive entre les ondes réfléchies aux interfaces du métal et du DBR, induisant la formation d'un mode de Tamm à $\lambda = 1123$ nm. À mesure que l'épaisseur de la cavité augmente, le mode de Tamm se déplace vers des longueurs d'onde plus élevées et disparaît en atteignant la limite supérieure de la bande interdite photonique (figure 4.2).

La figure 4.3 illustre les modes associés aux épaisseurs de 40 nm, 60 nm et 80 nm. Nous pouvons constater, à travers la distribution de leur champ électrique représentée dans la figure 4.4, que ces modes présentent une répartition du champ électrique similaire à celle observée pour $d_c = 0\,\text{nm}$. Cela confirme leur identification en tant que modes de Tamm d'ordre 0.

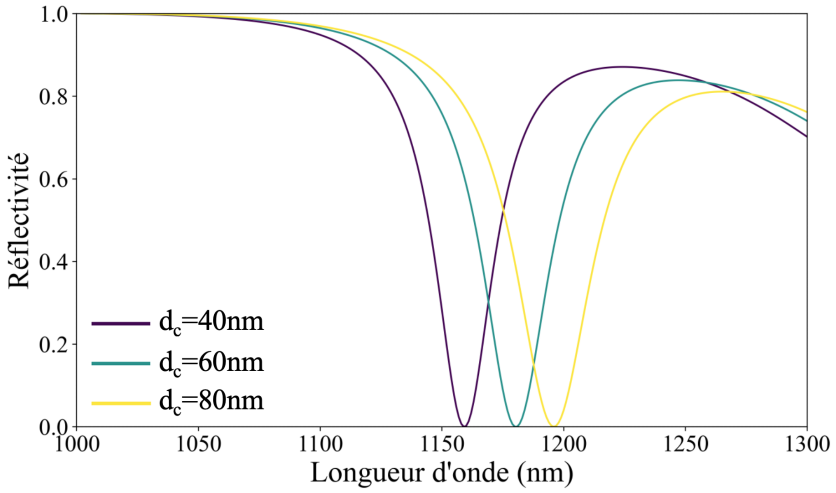


FIGURE 4.3 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs de d_c induisant le mode de Tamm d'ordre 0.

Pour $d_c = 200\,\text{nm}$, un nouveau mode de Tamm apparaît près de la limite inférieure de la bande interdite photonique. Ce mode, identifié comme un mode de Tamm d'ordre 1 ($m = 1$), se déplace vers des longueurs d'onde plus longues avec l'augmentation de l'épaisseur de la cavité et disparaît à la limite supérieure de la bande interdite. Sa distribution du champ électrique révèle une unique oscillation localisée à l'intérieur de la cavité, en plus de la décroissance exponentielle dans le DBR (figure 4.9(d)). Les modes de Tamm d'ordre supérieur sont excités de manière similaire lorsque l'épaisseur de la cavité augmente. Pour des épaisseurs de cavité supérieures à 800 nm, deux ordres consécutifs de modes de Tamm peuvent être excités simultanément. Ce comportement est démontré dans la partie des résultats expérimentaux dans les figures 4.10(a) et 4.10(b), où pour une épaisseur de cavité donnée, le mode m est excité à une longueur d'onde plus longue que le mode $m+1$. Cet effet a également été observé avec une couche intermédiaire placée entre un DBR SiO_2/TiO_2 et une couche d'argent [141]. Des oscillations similaires ont également été observées dans une superstructure finie, confinée entre un substrat et le vide, où une couche tampon et une couche de couverture agissent comme des interfaces séparatrices [142].
Il convient également de noter que la figure 4.2 montre qu'il est possible d'exciter des états de Tamm d'ordre supérieur à la même longueur d'onde que le mode de Tamm avec $d_c = 0$. L'intérêt de ces ordres supérieurs réside dans la possibilité d'étudier plus précisément les facteurs de qualité des différents ordres, ainsi que la localisation de l'énergie, qui devient de plus en plus forte avec l'ordre [141].

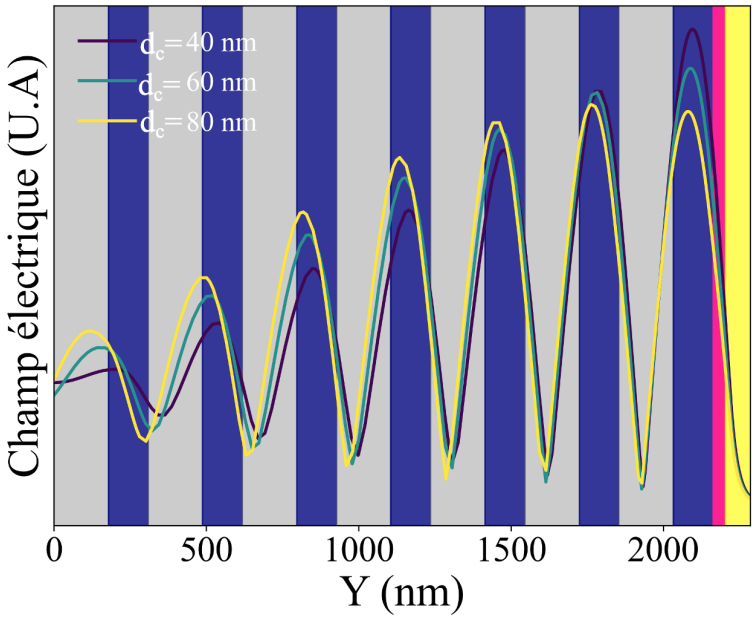


FIGURE 4.4 – Distribution du champ électrique dans la structure pour les modes illustrés dans la figure 4.3.

4.2.3 Procédés de fabrication

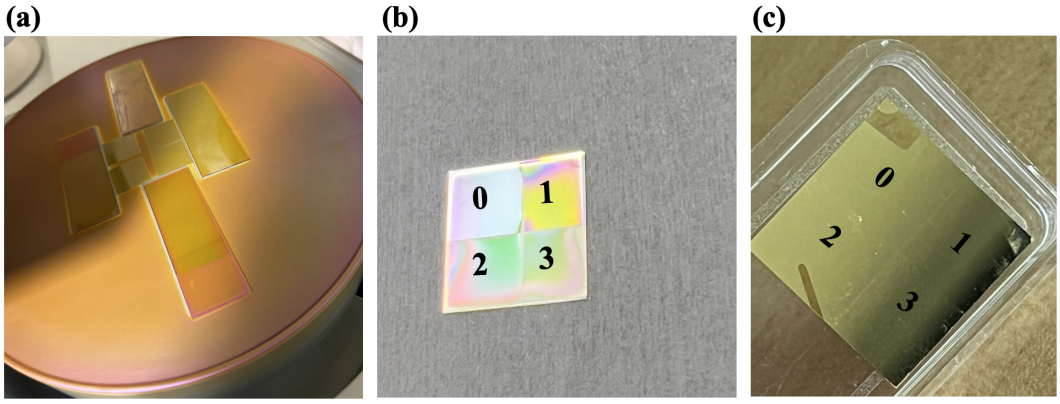


FIGURE 4.5 – (a) Réseaux de Bragg placés dans un bâti PECVD, (b) réseau de Bragg avec 4 zones, dont une sans cavité et les autres avec des cavités de différentes épaisseurs, (c) structure de la figure (b) après le dépôt de titane et d'or.

Les 7 bicouches de SiO_2 et Si_3N_4 ont été déposées sur un substrat en verre de 2 cm x 2 cm (épaisseur de 120 µm) par PECVD à 300°C et $P = 1000\,\text{mTorr}$, en utilisant du NH_3 et du SiH_4 comme gaz de réaction. La figure 4.5(a) illustre les réseaux de Bragg fabriqués. Après le dépôt des couches périodiques $(SiO_2/Si_3N_4)_7$, des cavités ont été crées à l'aide d'étapes de dépôt supplémentaires avec masquage physique (figure 4.5(b)). Une couche d'adhérence en titane a ensuite été déposée par évaporation, suivie du dépôt d'une couche d'or pour compléter la structure.

La structure finale, illustrée à la figure 4.5(c), se compose de quatre zones distinctes : la zone 0 correspond à une structure de Tamm conventionnelle (sans cavité), tandis que les zones 1, 2 et 3 incluent des cavités de différentes épaisseurs insérées entre le métal et le réseau de Bragg. Ces épaisseurs ont été déterminées à partir de la figure 4.2 afin d'induire des états de Tamm d'ordre supérieur et de garantir leur accessibilité à des longueurs d'onde compatibles avec les sources d'excitation du laboratoire.

4.2.4 Caractérisation expérimentale

Le dépôt de 7 bicouches de SiO_2 et Si_3N_4 induit une bande interdite dont la longueur d'onde centrale est approximativement égale à $\lambda \approx 1050\,\text{nm}$. Les figures 4.6(a), 4.6(b), 4.6(c) et 4.6(d) illustrent respectivement la réflectivité mesurée (en bleu) et simulée (en rouge) en fonction de la longueur d'onde pour les zones 0 à 3, indiquées dans la figure 4.5(b), représentant la structure des quatre zones avant le dépôt de titane et d'or.
Un accord entre simulation et expérience est observé, malgré une légère différence principalement attribuée aux variations de l'épaisseur des bi-couches du réseau de Bragg, ainsi qu'aux indices de réfraction, dont les valeurs estimées contribuent également à cette divergence. Une découpe Focused Ion Beam (FIB) réalisée sur les zones 2 et 3 a permis de mesurer les épaisseurs des différentes couches du réseau de Bragg, ainsi que celles des cavités dans ces zones.
La figure 4.7(a) illustre une image obtenue par Microscopie Électronique à Balayage (MEB) de la zone 1, confirmant que les épaisseurs des couches déposées ne sont pas parfaitement uniformes. L'écart maximal mesuré atteint $\Delta_{SiO_2} = 7\,\text{nm}$ pour l'oxyde de silicium et $\Delta_{Si_3N_4} = 8\,\text{nm}$ pour le nitrure de silicium (figure 4.8). Ces variations dans les couches du réseau de Bragg traduisent la rugosité inhérente aux processus de dépôt multicouche, comme rapporté dans des études antérieures [143, 144]. Nous observons également qu'à mesure que l'épaisseur de la cavité augmente, la forme du spectre de réflectivité se déforme, ce qui est attribué à la dégradation de la qualité du dépôt, avec une augmentation de la rugosité de surface.
Pour toutes les courbes de simulation présentées dans ce chapitre, les indices de réfraction utilisés sont $n_{SiO_2} = 1.47$ et $n_{Si_3N_4} = 2.02$, avec des coefficients d'extinction $k_{SiO_2} = 0$ et $k_{Si_3N_4} = 0.01$. Les épaisseurs de couche correspondantes étaient $d_{SiO_2} = 179\,\text{nm}$ et $d_{Si_3N_4} = 130\,\text{nm}$. Ces valeurs d'indices de réfraction et d'épaisseurs ont été optimisées pour garantir un accord optimal entre les courbes simulées et les mesures expérimentales (Ces indices de réfraction et ces épaisseurs ont été déterminés par ajustement).
Pour les épaisseurs déposées, nous constatons qu'elles sont légèrement inférieures à celles prévues ($d_{SiO_2} = 180\,\text{nm}$ et $d_{Si_3N_4} = 130\,\text{nm}$), ce qui s'explique par un temps d'exposition au plasma insuffisant. Par contre, pour l'épaisseur de la cavité, nous avons déposé plus que prévu. Les épaisseurs initialement visées étaient de 375 nm, 750 nm et 1125 nm pour les zones 1 à 3, respectivement. Cette surestimation est due à la prise en compte du temps de chauffage du plasma, un facteur qui n'aurait pas dû être considéré pour des épaisseurs inférieures à 200 nm. C'est pour cela que les états de Tamm d'ordre supérieur obtenus expérimentalement n'apparaissent pas à la même longueur d'onde que l'état de Tamm d'ordre 0.

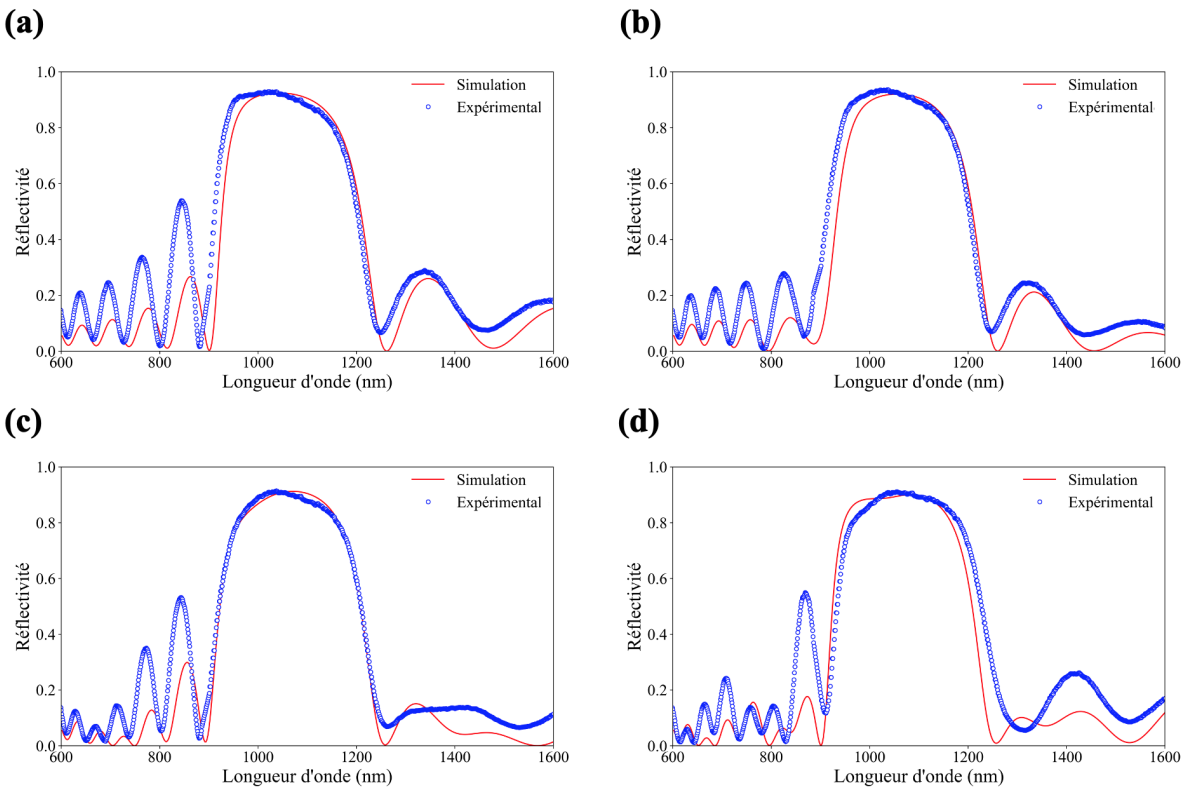


FIGURE 4.6 – Réflectivité mesurée (bleu) et simulée (rouge) à incidence normale en fonction de la longueur d'onde pour le réseau de Bragg présenté dans la figure 4.5. (a) Zone 0 ; (b) Zone 1 ; (c) Zone 2 ; (d) Zone 3.

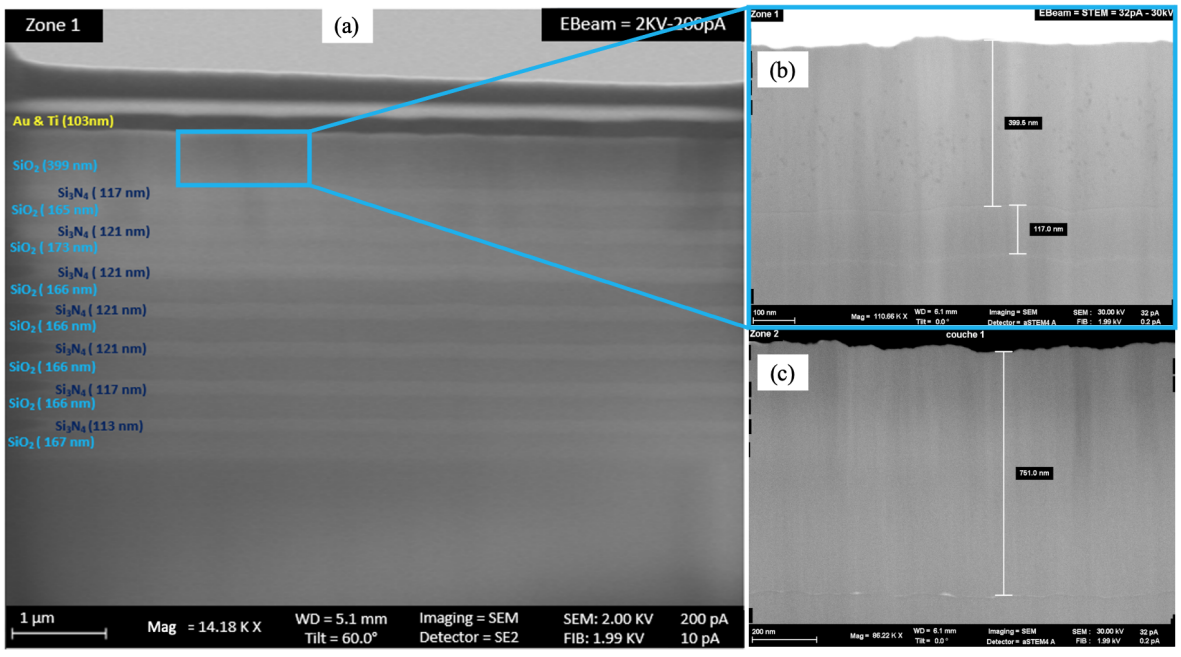


FIGURE 4.7 – (a) Image MEB de la structure fabriquée dans la zone 1. (b) Zoom de la figure (a) montrant la cavité en SiO_2. (c) Zoom de l'image MEB de la zone 2, mettant en évidence la cavité en SiO_2.

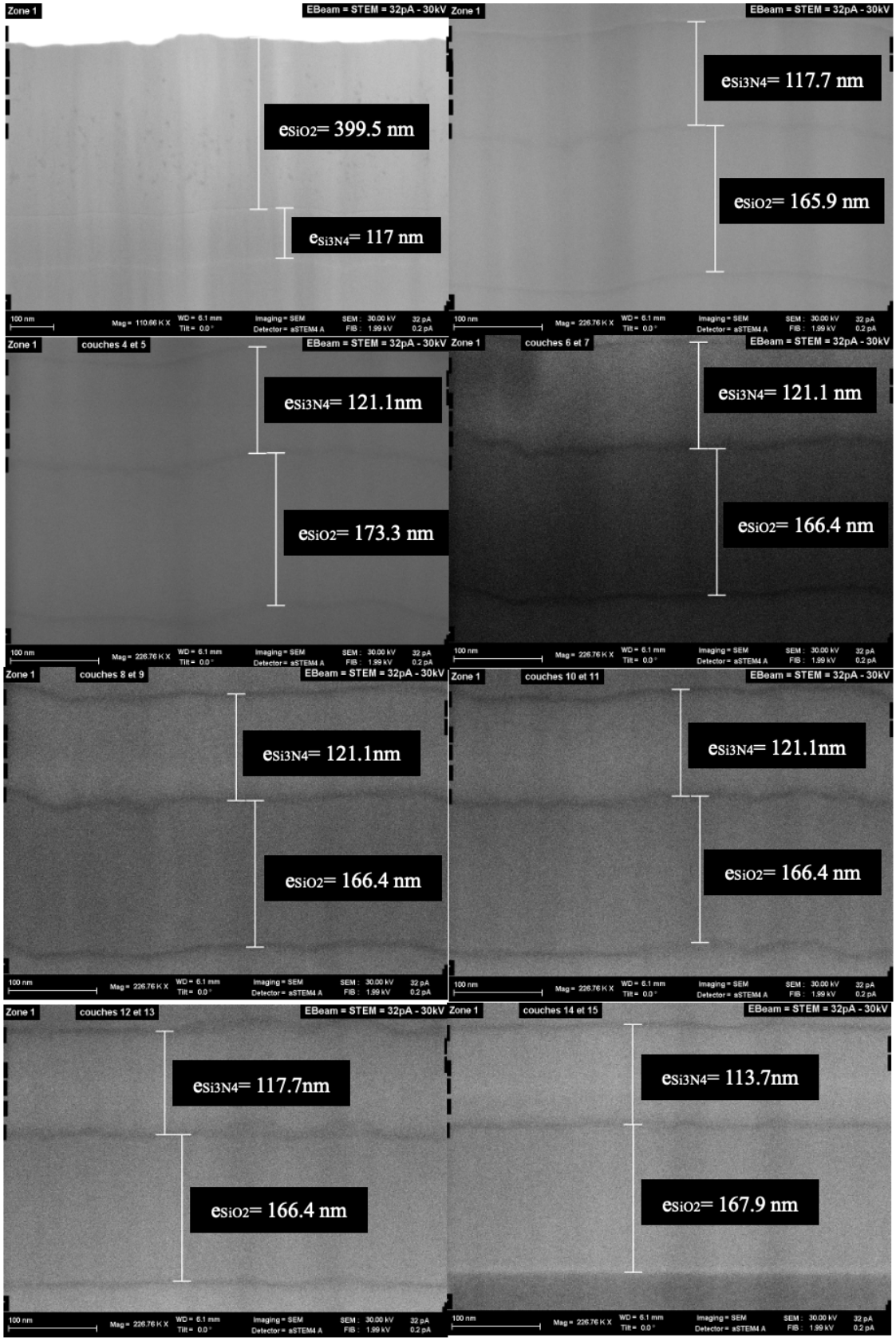


FIGURE 4.8 – Image MEB de la découpe FIB montrant les différentes couches de la zone 1. Les couches 14 et 15 sont les plus proches du substrat.

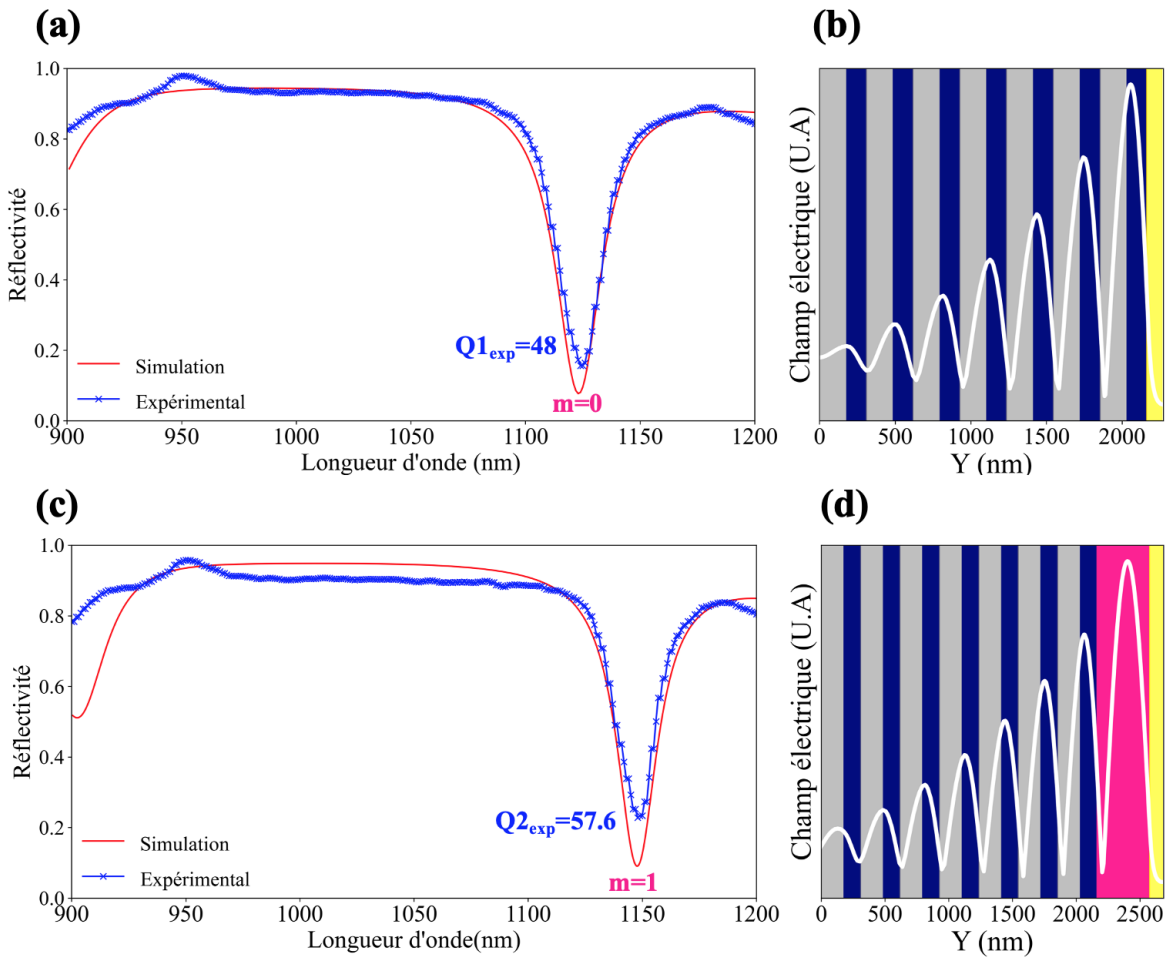


FIGURE 4.9 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour la structure de Tamm présentée dans la figure 4.5 : courbe expérimentale (en bleu) et simulation (en rouge). (a) Zone 0, avec le profil du champ électrique correspondant à $\lambda = 1123\,\text{nm}$ montré dans la figure (b) ; (c) Zone 1, avec le profil du champ électrique à $\lambda = 1148\,\text{nm}$ présenté dans la figure (d).

La figure 4.9(a) montre la réflectivité mesurée en bleu et simulée en rouge pour la structure de Tamm sans cavité (zone 0 dans la figure 4.5(c)). Le pic correspond au mode de Tamm d'ordre 0, dont la distribution du champ présente une décroissance exponentielle dans le DBR (figure 4.9(b)). Cette décroissance dépend à la fois du contraste d'indice de réfraction du DBR et de la période des bicouches.
La figure 4.9(c) montre la réflectivité mesurée et simulée pour la zone 1 de la structure présentée dans la figure 4.5(c). L'épaisseur de la cavité utilisée dans la simulation est de 413 nm. Un creux de réflectivité est observé à 1148 nm, et la carte du champ (figure 4.9(d)) révèle une seule oscillation dans la cavité avec une décroissance exponentielle dans le DBR, confirmant que le mode de Tamm est de premier ordre.
Dans la figure 4.2, nous observons que pour des épaisseurs importantes, deux ordres consécutifs peuvent être excités simultanément. Cela est clairement démontré dans la figure 4.10(a), où deux creux apparaissent à la fois dans les courbes de réflectivité mesurées et simulées.

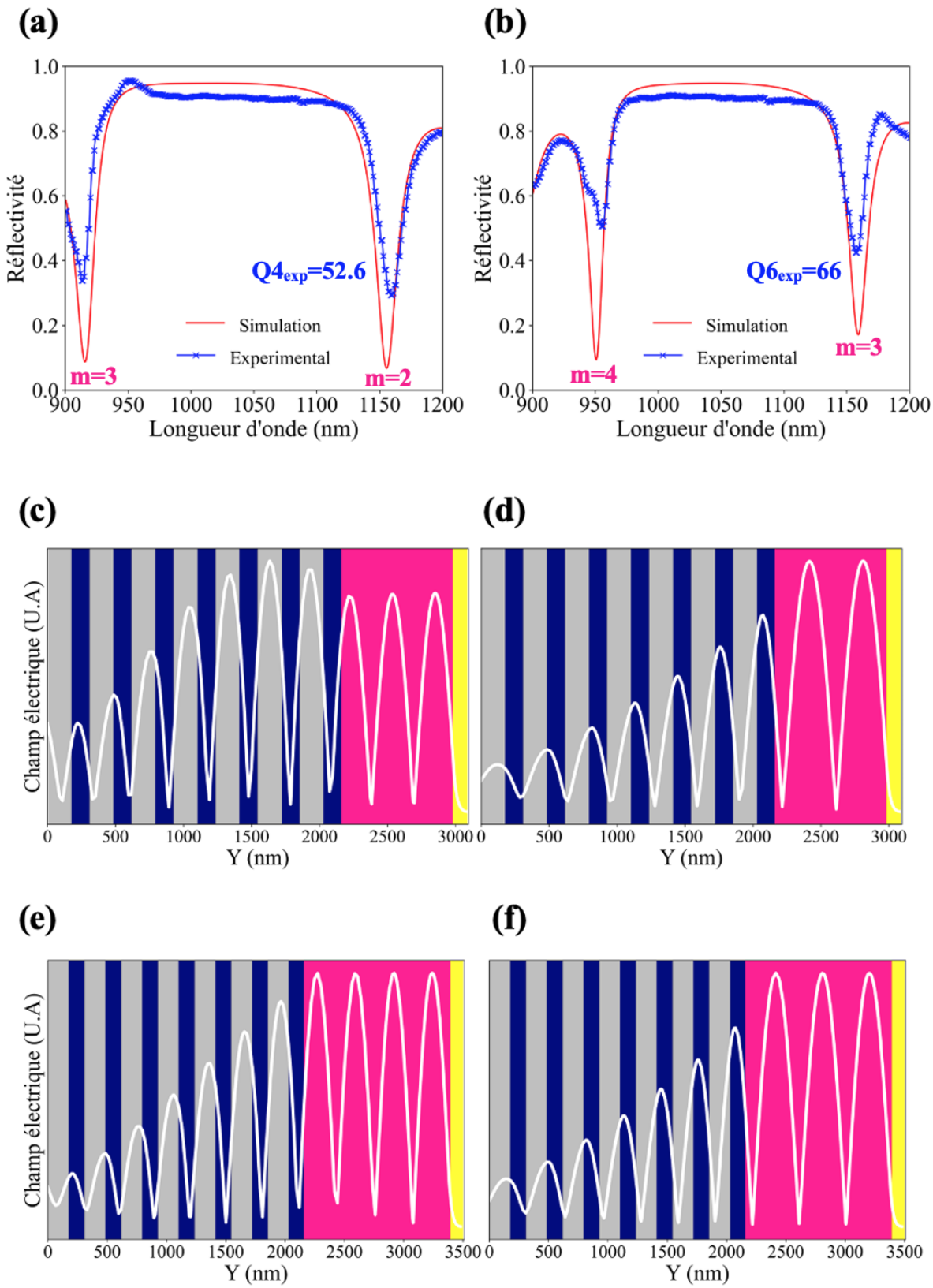


FIGURE 4.10 – Réflectivité mesurée (bleu) et simulée (rouge) : (a) pour la deuxième zone et (b) pour la troisième zone. Distribution du champ électrique des modes de Tamm dans la structure présentée dans la figure (a) : (c) mode à 920 nm et (d) mode à 1160 nm. Distribution du champ électrique pour les modes montrés dans la figure (b) : (e) mode à 951 nm et (f) mode à 1158 nm.

Le mode à 1160 nm correspond au deuxième ordre, comme l'indique sa carte du champ, qui révèle deux oscillations à l'intérieur de la cavité et une décroissance exponentielle dans le DBR (figure 4.10(d)). Le second creux, à 920 nm, est attribué au mode de Tamm de troisième ordre. Pour le confirmer et exclure la possibilité d'un mode résonant, nous avons tracé la distribution du champ électrique pour ce mode (figure 4.10(c)). La distribution montre trois oscillations à l'intérieur de la cavité et une décroissance exponentielle dans le DBR, confirmant qu'il s'agit bien du mode de Tamm de troisième ordre.

La réflectivité de la zone 3 de la figure 4.5(c) est présentée dans la figure 4.10(b), avec la courbe expérimentale en bleu et la courbe simulée en rouge. Deux creux sont clairement visibles. Le premier, situé à 951 nm, correspond à un mode de Tamm d'ordre 4, comme confirmé par le profil du champ électrique présenté dans la figure 4.10(e). Le second creux, à 1158 nm, est identifié comme un mode de Tamm d'ordre 3, avec sa distribution du champ électrique dans la structure révélant trois oscillations à l'intérieur de la cavité (figure 4.10(f)).
Le facteur de qualité d'ordre 0 est $Q0_{\text{exp}} = 48$ (figure 4.9(a)). Les figures 4.9(b), 4.10(a) et 4.10(b) montrent que le facteur de qualité augmente avec l'ordre. Ainsi, $Q1_{\text{exp}} = 57.6$, $Q2_{\text{exp}} = 52.6$, et $Q3_{\text{exp}} = 66$.

TABLE 4.1 – Comparaison des résultats de la structure de Tamm proposée avec les travaux expérimentaux précédents.

Structure	Année	Facteur de qualité
Z. Wang *et al.* [145]	2018	$Q = 48$
Y. Tsurimaki *et al.* [82]	2018	$Q = 50$
A. Juneau-Fecteau *et al.* [83]	2018	$Q = 47$
A. Juneau-Fecteau *et al.* [19]	2021	$Q = 25$
S. H. Kim *et al.* [146]	2022	$Q = 45$
Notre étude	2025	$Q0_{\text{exp}} = 48,\ Q3_{\text{exp}} = 66$

En comparant ces résultats avec d'autres travaux (présentés dans le tableau 4.1), nous constatons qu'une structure de Tamm composée de seulement deux paires de réflecteurs de Bragg en germanium poreux atteint un facteur de qualité de $Q = 45$ [146]. Un réseau de Bragg en Ge/SiO_2 avec une couche d'or donne lieu à une résonance de Tamm avec un facteur de qualité de $Q = 48$ [145], une valeur proche de notre mesure $Q0_{\text{exp}} = 48$. Par ailleurs, une structure de Tamm proposée comme capteur de température, composée d'une couche d'or sur un DBR en SiO_2/Si_3N_4, présente un facteur de qualité de $Q = 50$, tandis que la même structure mesurée par ellipsométrie pour l'angle ellipsométrique affiche une valeur bien plus élevée de $Q_{\text{ellipso}} = 107$. L'interrogation de ces structures de Tamm par ellipsométrie permet ainsi d'observer des modes plus définis [82]. De plus, un film d'or déposé sur un réseau de Bragg en silicium mésoporeux conduit à un facteur de qualité de $Q = 47$ [83], tandis qu'un capteur de Tamm utilisant un substrat en silicium poreux et un DBR en silicium poreux pour la détection de liquides atteint un facteur de qualité de $Q = 25$ [19].
Ces résultats montrent que notre structure atteint des facteurs de qualité comparables, voire supérieurs, à ceux rapportés dans la littérature, malgré une architecture simplifiée.

En particulier, le mode de Tamm d'ordre 3 présente un facteur de qualité de $Q3_{\text{exp}} = 66$
.

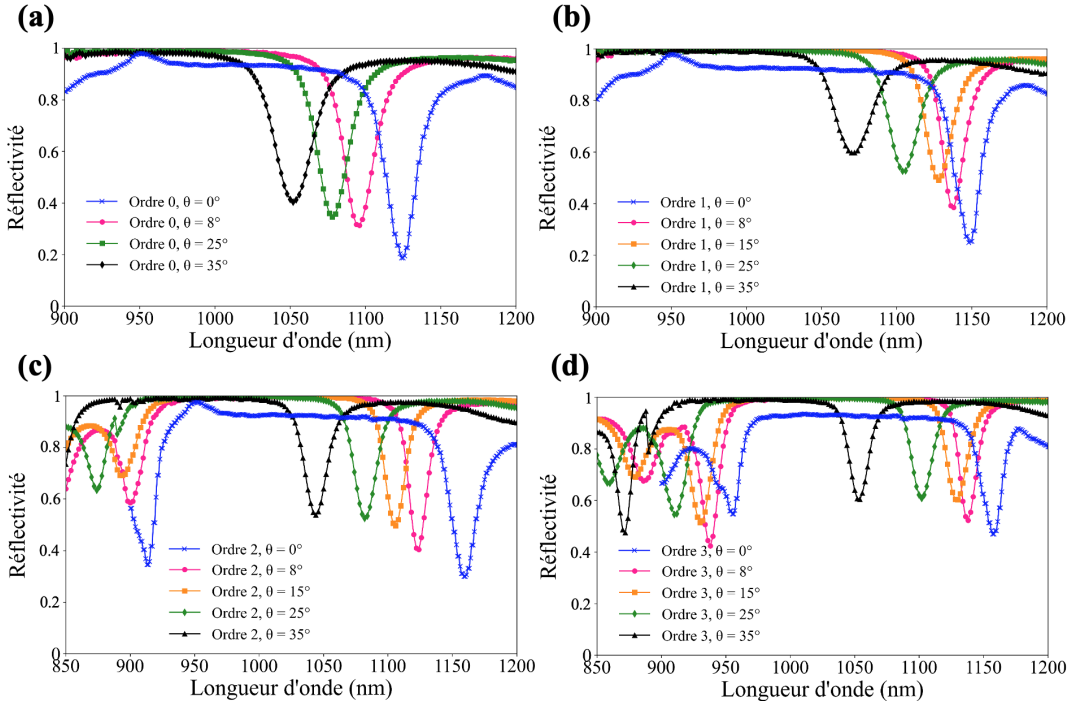


FIGURE 4.11 – Réflectivité mesurée en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'incidence. Les courbes correspondent aux ordres : (a) 0, (b) 1, (c) 2 et (d) 3.

La figure 4.11 représente la réflectivité mesurée en fonction de la longueur d'onde pour des angles d'incidence allant de 0° à 35°. Pour l'angle d'incidence nul, la réflectivité a été mesurée avec un spectromètre couvrant le domaine visible (600-1000 nm) et infrarouge (1000-1600 nm). En revanche, pour les angles d'incidence non nuls, nous avons utilisé le spectromètre Lambda 950 (300-3500 nm), qui permet des mesures entre 8° et 45°.
On observe, dans les figures 4.11(a) et (b), qu'au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente, les modes de Tamm d'ordre 0 se déplacent vers des longueurs d'onde plus courtes. Ce déplacement devient de plus en plus important avec l'angle, ce qui peut s'expliquer par la modification du chemin optique de l'onde dans la cavité lorsque l'angle d'incidence augmente. Ce comportement, caractérisé par le déplacement de la résonance de la cavité optique avec l'angle, a également été observé dans [147].
Pour les ordres 2 et 3 (4.11(c) et (d)), le déplacement des modes devient encore plus prononcé. Cette variation est principalement due à l'augmentation de l'épaisseur de la cavité pour ces ordres. En effet, une cavité plus épaisse augmente le chemin optique de l'onde et modifie davantage les conditions de résonance, rendant les modes d'ordre supérieur plus sensibles aux variations de l'angle d'incidence.
Dans le cas de l'incidence normale, en passant à des résonances d'ordre supérieur, une amélioration significative du facteur de qualité est observée. L'augmentation de $Q0_{\text{exp}} = 48$ à $Q3_{\text{exp}} = 66$ correspond à une amélioration d'environ 20%. Cette évolution suggère que les performances de la structure s'améliorent avec l'ordre des résonances, probablement en raison d'un renforcement de la finesse et du confinement du champ

électrique. Cette tendance est confirmée par les résultats de simulation, qui montrent une augmentation du facteur de qualité avec l'ordre [141, 148].

4.2.5 État de Tamm d'ordre supérieur pour la détection

Cette section sera dédiée à l'exploration des états de Tamm d'ordre supérieur pour la détection des fluides. La structure présentée précédemment, avec une cavité en SiO_2, est intéressante pour démontrer expérimentalement la possibilité d'observer ces états. Cependant, une cavité en oxyde de silicium ne présente pas d'intérêt en termes de sensibilité. C'est pourquoi nous la remplaçons par l'analyte.
Les gaz possèdent un indice de réfraction avoisinant 1, tandis que la majorité des liquides présentent un indice compris entre 1,32 et 1,45 [86]. Nous commencerons par nous concentrer sur la détection des gaz, puis sur celle des liquides. En ce qui concerne les indices de réfraction et les épaisseurs, nous tenons compte des pertes et utilisons les mêmes valeurs proposées dans la section précédente. Tous les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus par simulations numériques.

4.2.5.1 Détection des gaz

Pour exploiter les états de Tamm d'ordre supérieur dans la détection des gaz, la première étape consiste à déterminer les épaisseurs de la cavité d'air permettant d'exciter ces états. Pour cela, nous traçons la réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'épaisseur de la cavité, pour la même structure que celle présentée dans la figure 4.1, mais avec une cavité d'air au lieu de SiO_2 (figure 4.12). Nous pouvons remarquer que pour cette cavité d'air, afin d'induire des états de Tamm d'ordre supérieur, une épaisseur plus grande que celle de SiO_2 est nécessaire. Cela s'explique par le fait que lorsque l'onde traverse une cavité d'indice de réfraction n_c et d'épaisseur d_c, ce qui influence sa phase est l'épaisseur optique, comme le montre l'expression de la phase ϕ_c.

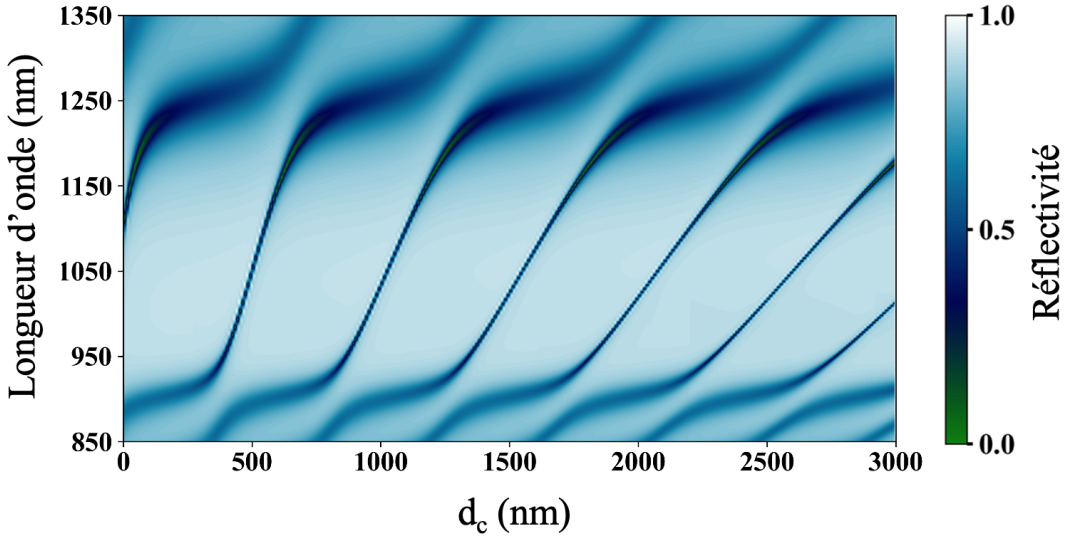


FIGURE 4.12 – Réflectivité en fonction de l'épaisseur de la cavité d'air dans la plage de longueurs d'onde de $850 - 1350\,\text{nm}$.

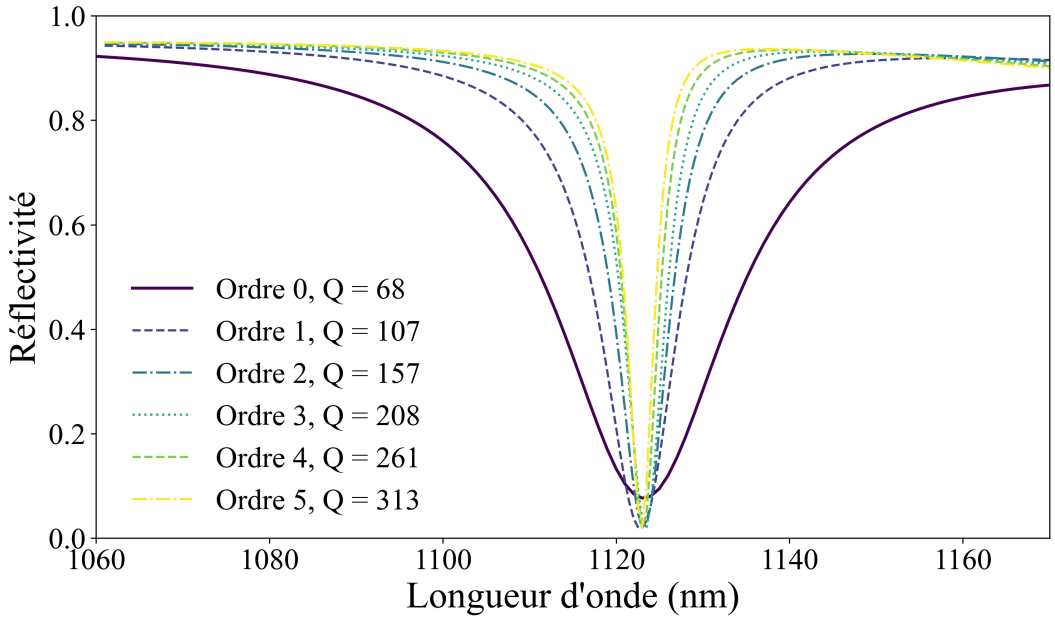


FIGURE 4.13 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différents ordres.

La figure 4.13 illustre la réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différents ordres. Les épaisseurs choisies pour exciter les ordres supérieurs sont : 572 nm, 1134 nm, 1696 nm, 2257 nm, 2818 nm, afin que tous ces modes coïncident à la même longueur d'onde, ce qui permet de comparer efficacement leur facteur de qualité. On observe que les pics deviennent plus fins à mesure que l'ordre augmente.

Afin d'évaluer la sensibilité de cette structure au changement d'indice de réfraction, nous avons tracé la réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour $n = 1$ et $n = 1.01$, du premier ordre jusqu'au cinquième ordre. Nous constatons que le déplacement du pic augmente avec l'ordre (figure 4.14). Pour expliquer cette évolution du déplacement du pic en fonction de l'ordre, nous avons tracé l'amplitude du champ électrique le long de la structure pour les ordres 1 et 2 dans la figure 4.15. Il apparaît clairement que, pour l'ordre 2, une oscillation supplémentaire se forme dans la cavité, ce qui entraîne une augmentation de l'énergie confinée et rend le mode plus sensible à l'indice de réfraction.

La figure 4.16 représente la sensibilité, le facteur de qualité et le facteur de mérite en fonction de l'ordre. Pour l'ordre 1, la sensibilité est de 520 nm/RIU avec un facteur de qualité $Q = 107$. Nous observons une augmentation quasi linéaire du facteur de qualité en fonction de l'ordre, tandis que la sensibilité augmente de manière marquée. Cependant, à partir du quatrième ordre, cette augmentation de la sensibilité devient moins significative. Cela peut s'expliquer par le fait qu'à une certaine épaisseur, la couche d'or s'éloigne du DBR, affectant ainsi la localisation de l'énergie du mode.
Les meilleures performances sont obtenues au cinquième ordre avec $S = 910$ nm/RIU, $Q = 313$, $FOM = 256$.

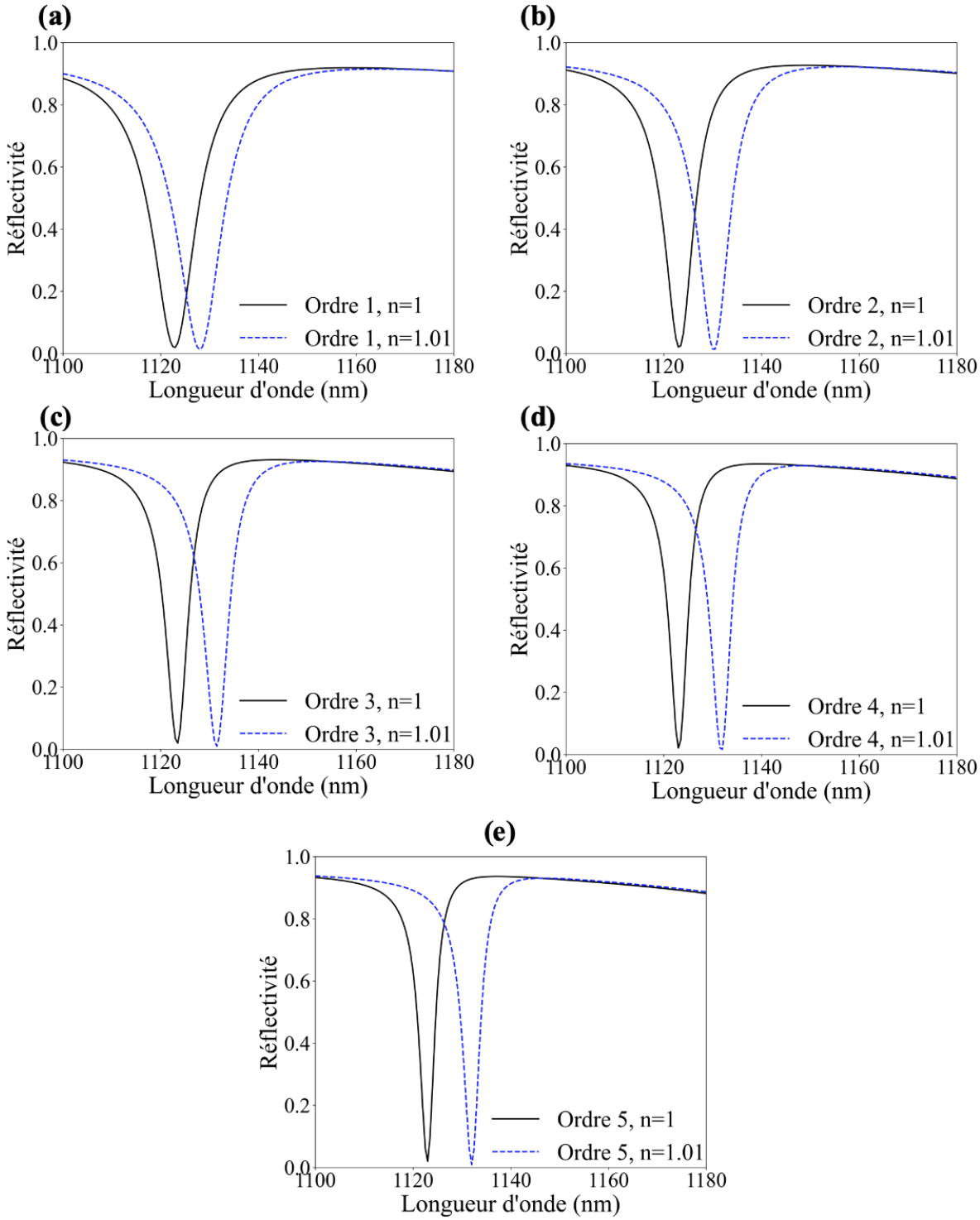


FIGURE 4.14 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour $n = 1$ et $n = 1.01$ pour les ordres (a) 1, (b) 2, (c) 3, (d) 4 et (e) 5.

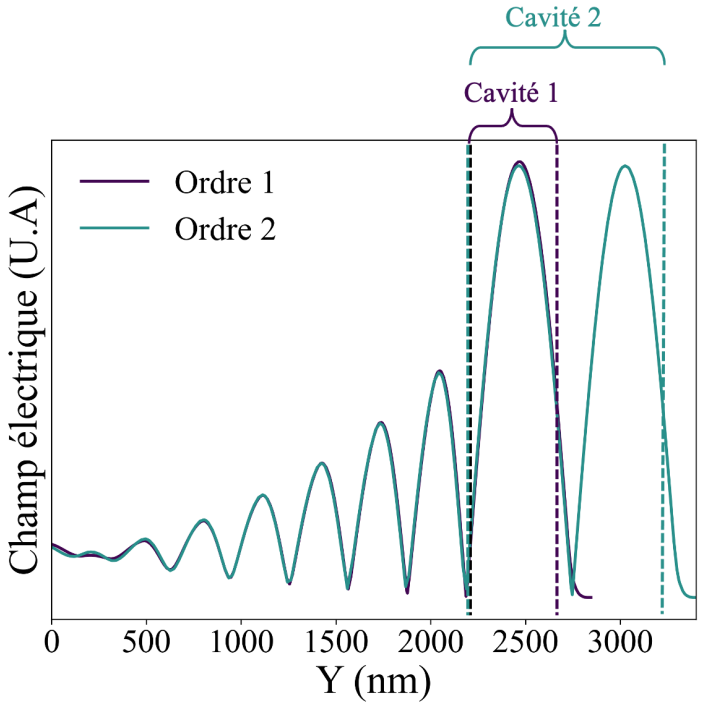


FIGURE 4.15 – Distribution du champ électrique le long de la structure pour les ordres 1 et 2. La cavité 1 et la cavité 2 désignent les cavités associées à chaque ordre.

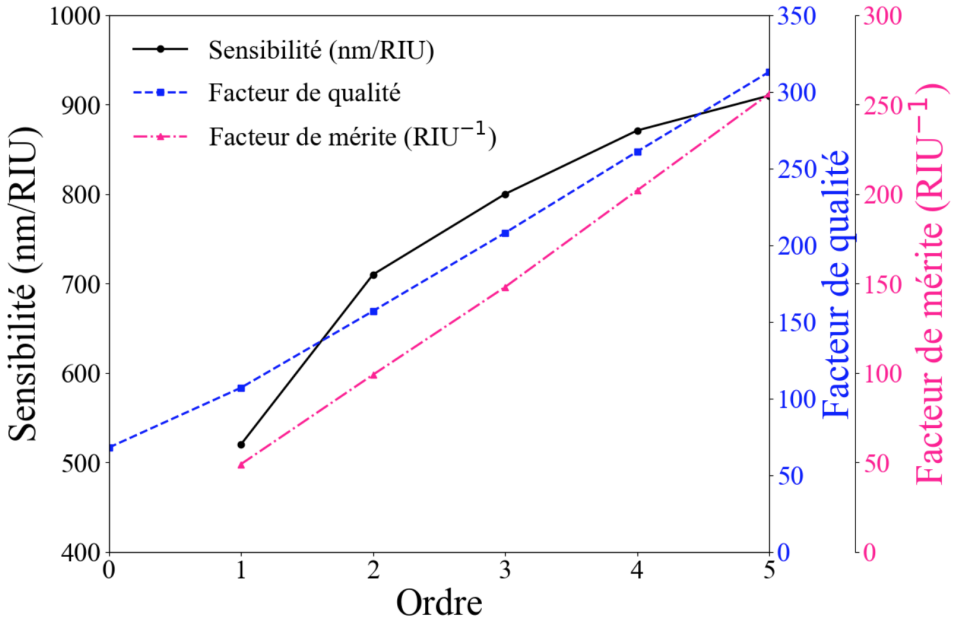


FIGURE 4.16 – Sensibilité, facteur de qualité, et facteur de mérite du capteur de gaz en fonction de l'ordre.

4.2.5.2 Détection des liquides

Dans cette section, nous adaptons la structure pour permettre la détection de liquides basée sur la résonance de Tamm d'ordre supérieur. Les indices de réfraction typiques des liquides varient de 1,32 à 1,42 [86]. Comme précédemment, nous évaluons la sensibilité à une variation de 1 %. Nous avons calculé les épaisseurs de la cavité remplie d'eau pour différents ordres : $d_c = 433\,\text{nm}$ (ordre 1), $d_c = 855\,\text{nm}$ (ordre 2), $d_c = 1278\,\text{nm}$ (ordre 3), $d_c = 1700\,\text{nm}$ (ordre 4) et $d_c = 2122\,\text{nm}$ (ordre 5), avec $n_c = 1.33$.

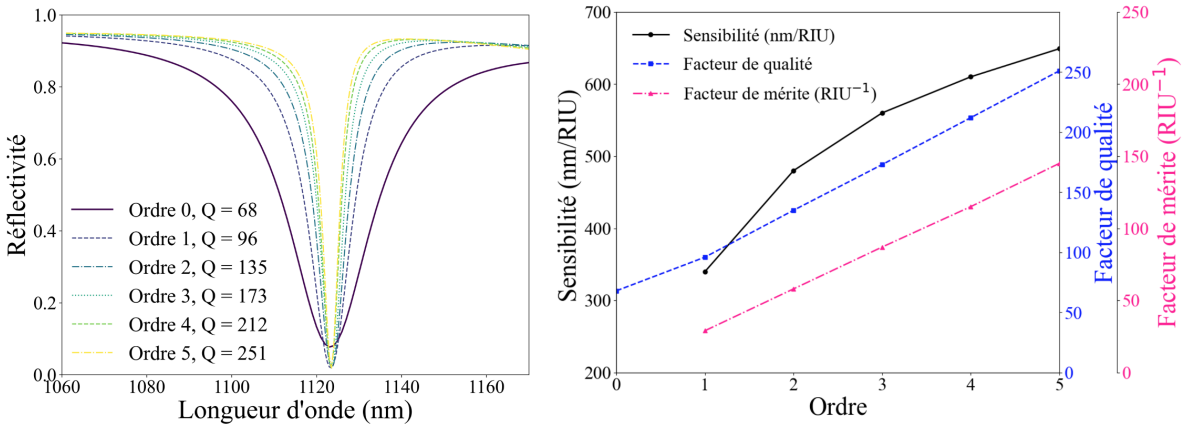


FIGURE 4.17 – (a) Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différents ordres. (b) Sensibilité, facteur de qualité et facteur de mérite associés.

La figure 4.17(a) montre les différents modes de Tamm d'ordre supérieur pour une cavité remplie d'eau. On observe que les pics deviennent plus fins à mesure que l'ordre augmente. La figure 4.17(b) illustre que la sensibilité et le facteur de qualité augmentent également avec l'ordre.

Le capteur pour liquides que nous proposons peut ainsi atteindre une sensibilité de 649nm/RIU pour détecter une variation de 1 % de l'indice de réfraction, tout en maintenant un facteur de qualité élevé ($Q = 251$), ce qui est particulièrement notable pour un ordre 5. Nous tenons à souligner que nous avons pris en compte les pertes, ce qui nous permet d'approcher les résultats expérimentaux. Cependant, si ces pertes ne sont pas prises en compte, un facteur de qualité pouvant atteindre jusqu'à 1071 pourrait être obtenu [148]. De façon analogue, les travaux théoriques de la littérature, qui ne considèrent pas les pertes et rapportent des valeurs de facteur de qualité et de facteur de mérite extrêmement élevées [141, 86], contrairement aux études expérimentales [146, 19].

Ces résultats mettent en évidence les avantages d'une cavité placée entre le métal et le DBR. Toutefois, cette configuration ne constitue pas la seule approche pour optimiser les capteurs basés sur les TP. Dans la section suivante, nous considérons une cavité insérée au milieu du DBR afin de comparer les deux configurations.

4.3 Cavité placée au milieu du réseau de Bragg

Avant d'étudier la structure de Tamm avec une cavité placée au milieu du réseau de Bragg, illustrée en figure 4.19(a), qui constitue l'objectif de cette section, nous exami-

nons brièvement la structure sans métal, c'est-à-dire une cavité d'épaisseur d_M située au milieu d'un réseau de Bragg (figure 4.18(b)). Nous présentons ses modes dans la figure 4.18(b), qui représente la réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'épaisseur de la cavité. Nous observons des branches correspondant aux minimas de réflectivité, apparaissant dès $d_M = 5\,\text{nm}$, et se déplaçant vers des longueurs d'onde plus élevées à mesure que d_M augmente. La carte du champ électrique pour $d_M = 50\,\text{nm}$

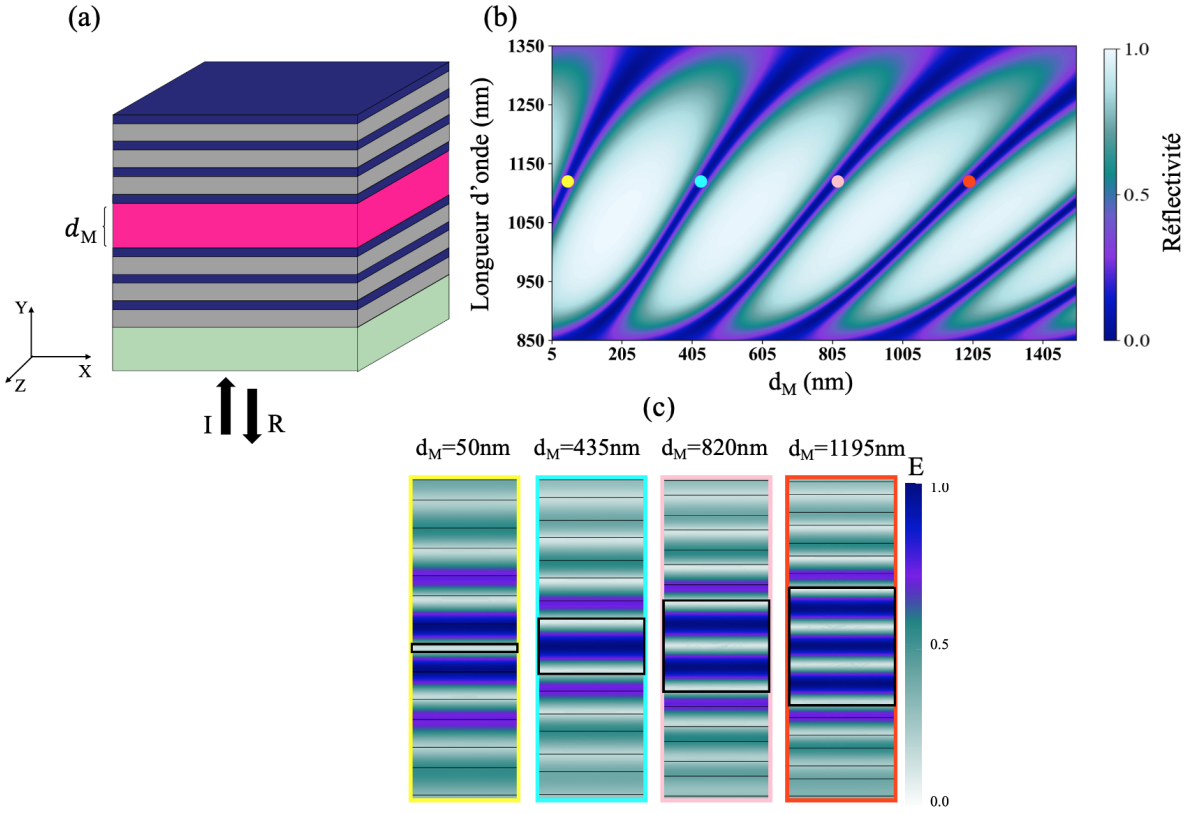


FIGURE 4.18 – (a) Représentation schématique du réseau de Bragg avec une cavité au milieu. (b) Réflectivité de la structure illustrée en (a) en fonction de d_M et de la longueur d'onde. (c) Carte du champ électrique de la structure à $\lambda = 1122\,\text{nm}$ pour différentes valeurs de d_M. L'encadré noir désigne la cavité, et les encadrés colorés autour des cartes de champ correspondent aux cercles de la carte en (b).

(figure 4.18(c)) ne montre aucune localisation marquée dans la cavité, ce qui nous permet de l'identifier comme un mode d'ordre 0. En revanche, pour la seconde branche, avec une épaisseur $d_M = 435\,\text{nm}$, illustrée par le cercle cyan dans la figure 4.18(b), la carte du champ, présentée dans la figure 4.18(c), montre clairement un mode d'ordre 1, caractérisé par une seule oscillation dans la cavité. Les modes d'ordre 2 et 3, illustrés pour $d_M = 820\,\text{nm}$ et $d_M = 1195\,\text{nm}$, induisent des résonances situées à la même longueur d'onde de 50 nm. Ces modes peuvent également être identifiés comme des modes Fabry-Pérot [136], qui sont induits par une cavité entre deux miroirs, , où le réseau de Bragg joue le rôle des miroirs en réfléchissant la lumière à des longueurs d'onde spécifiques.

L'étude de la structure de Tamm avec une cavité au milieu, représentée dans la figure 4.19(a), nous permettra d'examiner l'influence de l'emplacement de la cavité sur

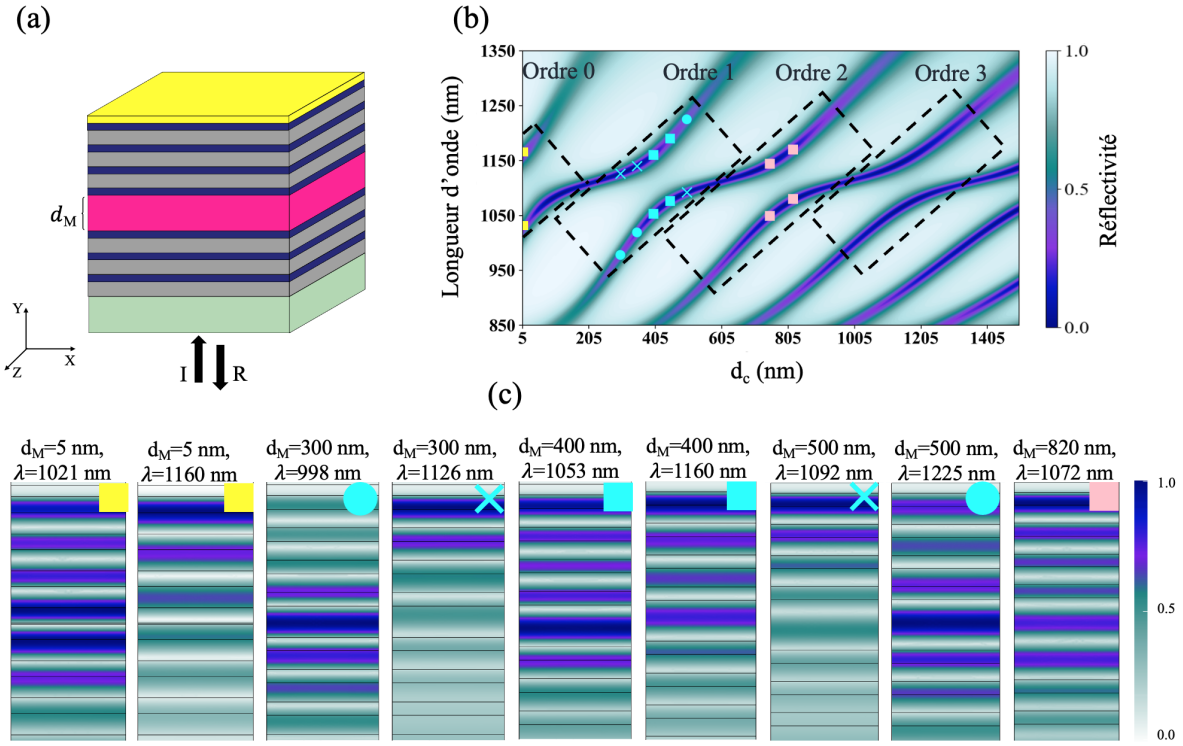


FIGURE 4.19 – (a) Illustration de la structure de Tamm avec une cavité au milieu. (b) Réflectivité de la structure illustrée en (a) en fonction de d_M et de la longueur d'onde. (c) Cartes du champ électrique des modes de la figure (b).

l'excitation des modes de Tamm d'ordres supérieurs et de les comparer à ceux induits par la structure décrite dans la section 1.2.
La réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'épaisseur d_M de la structure de Tamm est représentée dans la figure 4.19(b). Nous remarquons que, pour chaque plage d'épaisseurs de cavité donnée, un ordre lui est associé, caractérisé par un nombre d'oscillations dans la cavité. Nous nous concentrons ici sur l'ordre 1 afin de mieux comprendre la nature des modes présents dans les branches qui lui sont associées. En effet, la différence entre deux ordres est uniquement le nombre d'oscillations dans la cavité. De plus, on retrouve la possibilité d'exciter plusieurs ordres différents avec des épaisseurs de cavité importantes.
D'après la figure 4.19(b), nous constatons la présence de trois types de modes distincts (voir 4.19(c)) :
- Modes de cavité (cercles) : leur carte de champ révèle une localisation marquée dans la cavité, comme pour $d_M = 300$ nm, $\lambda = 998$ nm et $d_M = 500$ nm, $\lambda = 1225$ nm.
- Modes de Tamm (croix) : localisation du mode de Tamm classique, identifiés par exemple pour $d_M = 300$ nm, $\lambda = 1126$ nm et $d_M = 500$ nm, $\lambda = 1092$ nm.
- Modes de couplage Tamm-cavité (carrés) : leur carte de champ révèle une localisation combinant les caractéristiques du mode de Tamm et de la cavité, comme pour $d_M = 5$ nm, $\lambda = 1021$ nm et $d_M = 5$ nm, $\lambda = 1160$ nm (ordre 0), ainsi que pour $d_M = 400$ nm, $\lambda = 1053$ nm et $d_M = 400$ nm, $\lambda = 1160$ nm (ordre 1) et $d_M = 820$ nm, $\lambda = 1072$ nm (ordre 2).
Afin de mieux comprendre le processus de couplage, nous traçons dans la figure 4.20

la réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de d_M dans la gamme de l'ordre 1. Pour $d_M = 300\,\text{nm}$, nous remarquons la présence de deux modes, cavité à 978 nm et mode de Tamm à 1126 nm. Au fur et à mesure que l'épaisseur de la cavité augmente, son mode se déplace vers les grandes longueurs d'onde, tandis que le mode de Tamm dérive légèrement vers les petites longueurs d'onde. Ces modes finissent par se coupler pour $d_M = 400\,\text{nm}$, comme l'illustrent les cartes de champ des deux minima d'anticroisement, témoignant d'un couplage fort (figure 4.19(c), à $\lambda = 1053\,\text{nm}$ et $\lambda = 1160\,\text{nm}$).
Ce couplage se produit lorsque le mode cavité atteint la même longueur d'onde ou une valeur proche de celle du mode de Tamm. Au lieu d'observer un seul creux, on en observe deux, avec une distribution d'énergie différente de celle des modes Tamm et cavité non couplés. Ce type de couplage a déjà été observé entre un mode cavité et Tamm dans une hétérostructure où l'épaisseur d'une couche entre le métal et le DBR a été ajustée [149], ainsi que dans [17], où il a été identifié comme une séparation de type Rabi.
Après le couplage, lorsque l'épaisseur de la cavité augmente (par exemple, pour $d_M = 500\,\text{nm}$), le mode de cavité se déplace vers des longueurs d'onde plus grandes, laissant progressivement le mode de Tamm derrière lui. Le mode cavité finit par disparaître lorsqu'il atteint la limite supérieure de la bande interdite photonique, puis réapparaît dans la limite inférieure de cette même bande sous la forme d'un ordre supérieur.
Nous pouvons également constater que le comportement des modes de cavité sans couplage est similaire dans le cas sans métal (figure 4.18(b) et (c)). L'influence du métal devient notable lorsque le mode de cavité se rapproche de la longueur d'onde du mode de Tamm.

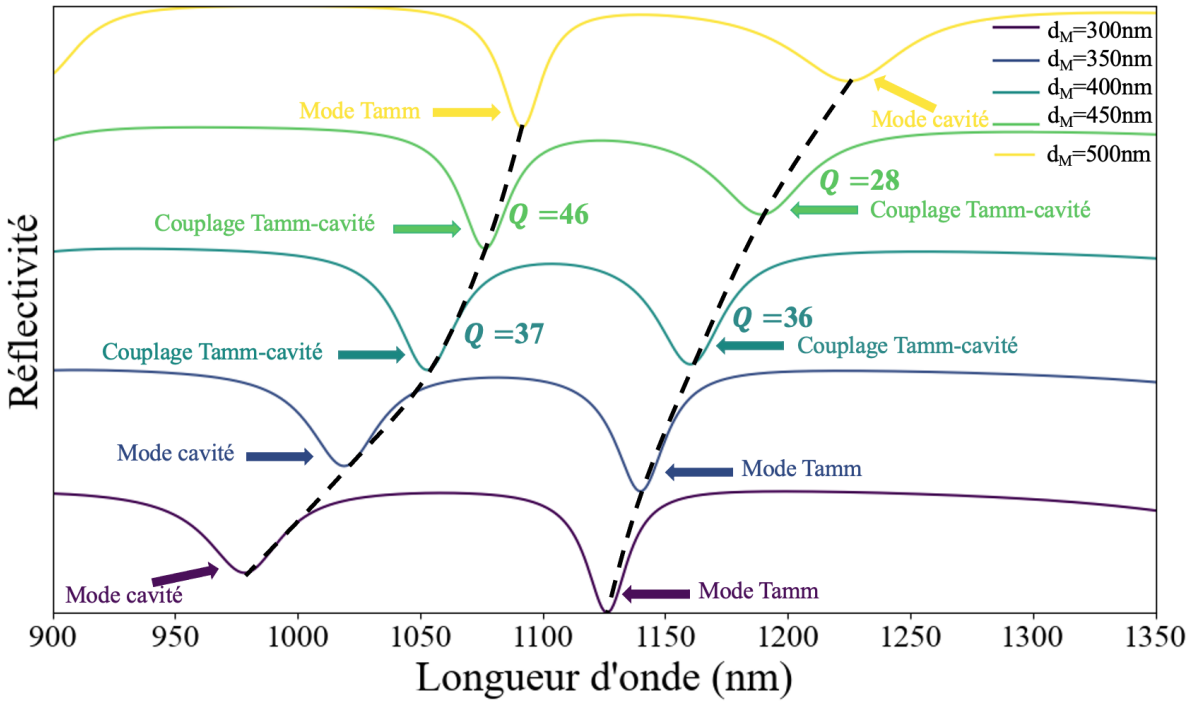


FIGURE 4.20 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde de la structure présentée dans la figure 4.19(a) pour différentes valeurs de d_M.

TABLE 4.2 – Comparaison des facteurs de qualité de l'ordre 1 des différentes structures simulées.

Structure	Facteur de qualité
DBR avec cavité au milieu	$Q = 21$
Tamm avec cavité au milieu	$Q = 46$
Tamm avec cavité entre le métal et le DBR	$Q = 57$

Afin de comparer les modes d'ordre 1 induits par les structures proposées dans ce chapitre, nous présentons dans le tableau 4.2 les facteurs de qualité des différentes configurations : DBR avec cavité au milieu, Tamm avec cavité au milieu, et Tamm avec cavité entre le métal et le DBR. On observe que la structure avec uniquement un DBR présente le facteur de qualité le plus faible, $Q = 21$. L'introduction de l'or et l'ajustement de l'épaisseur de la cavité permettent d'améliorer ce facteur à $Q = 46$. Cependant, la configuration la plus performante est celle où la cavité est placée entre le métal et le réseau de Bragg, avec un facteur de qualité de $Q = 57$. Cette disposition, avec la cavité proche du métal, représente un avantage pour une utilisation en tant que capteur d'indice de réfraction, grâce à la simplicité d'intégration.

4.3.1 Modes de Tamm d'ordre supérieur induits par une couche métallique perforée pour la détection optique

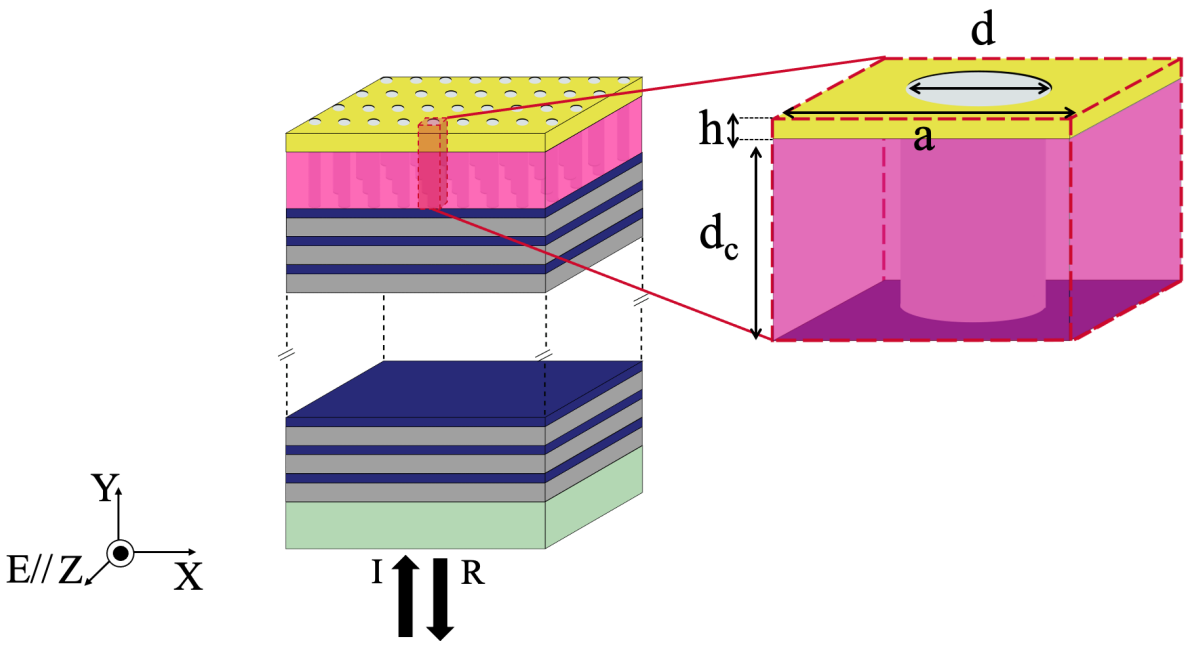


FIGURE 4.21 – Représentation 3D de la structure de Tamm avec des trous de diamètre d dans la couche d'or et la couche de cavité. L'encadré montre la cellule unitaire carrée, de largeur a, mettant en évidence la couche d'or et la couche de cavité.

Dans la section 4.2, nous avons montré que l'énergie des modes de Tamm d'ordre supérieur est localisée dans la cavité située entre la couche d'or et DBR (figures 4.9(b)

et 4.9 (d), 4.10(c)-(d)). Dans cette section, nous exploitons cette localisation en introduisant des trous nanocylindriques dans les couches d'or et de dioxyde de silicium pour rendre la structure sensible (voir figure 4.21). Ces trous permettent à l'analyte de pénétrer dans la cavité, modifiant ainsi l'indice effectif de la couche de dioxyde de silicium. Par conséquent, tout changement dans l'analyte affecte la réponse de la structure.

Dans cette section, nous simulons un modèle 3D de la structure de Tamm, qui comprend des trous cylindriques dans les couches d'or et de dioxyde de silicium, disposés selon un réseau carré caractérisé par le paramètre a. La simulation repose sur une cellule élémentaire, avec des conditions aux limites périodiques appliquées dans les directions x et z, et des conditions de type PML (Perfectly Matched Layer) en haut et en bas.

Afin d'exciter les modes de Tamm d'ordres supérieurs, il est crucial de satisfaire la condition d'adaptation de phase : le diamètre des trous doit être inférieur à la longueur d'onde, et la couche d'or perforée doit conserver ses propriétés réfléchissantes. La figure 4.22(a) montre une couche d'or avec des trous cylindriques. La figure 4.22(b) montre la réflectivité de la couche d'or en fonction de la longueur d'onde pour différents diamètres de trous, avec $a = 200\,\text{nm}$, ceci afin d'évaluer l'impact du diamètre des trous sur la réflectivité. Nous observons que la réflectivité de la couche diminue à mesure que le diamètre des trous augmente. Nous choisissons un diamètre de $d = 120\,\text{nm}$, car il permet d'obtenir une réflectivité supérieure à 95% dans la plage de $800 - 1200\,\text{nm}$. Pour évaluer

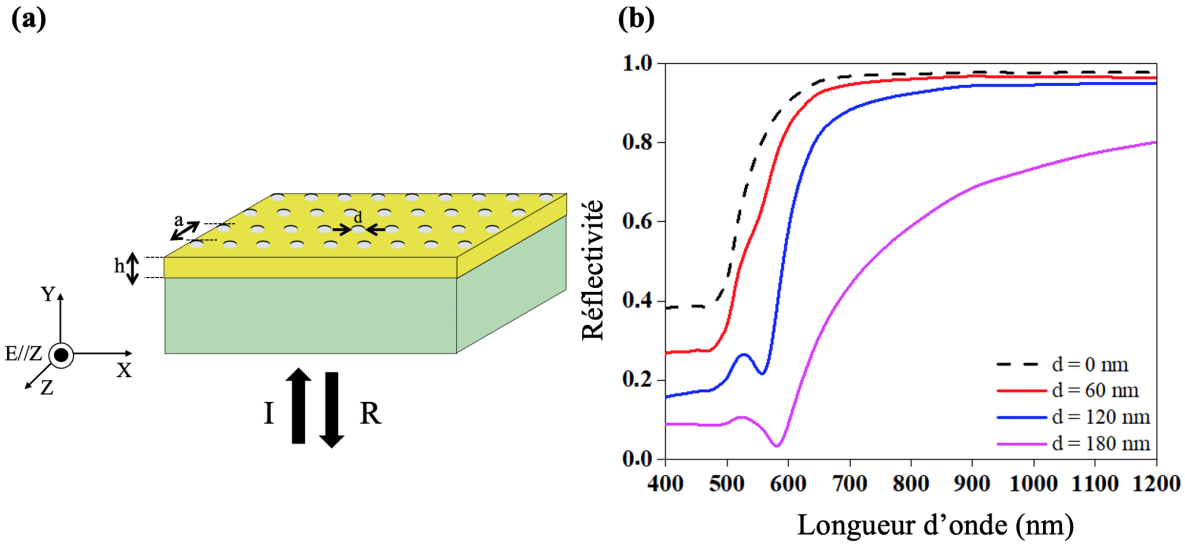


FIGURE 4.22 – (a) Schéma 3D d'une couche perforée. (b) Réflectivité simulée de la couche perforée en fonction du diamètre des trous, avec $a = 200\,\text{nm}$ et $h = 100\,\text{nm}$.

la sensibilité de la structure perforée en fonction de l'ordre des modes, nous présentons la figure 4.23 qui illustre la réflectivité simulée de la structure montrée dans la figure 4.21 pour des indices de réfraction des trous de 1 et 1.01. Pour le mode d'ordre 1 (figure 4.23(a)), la carte du champ montre une seule oscillation, deux oscillations pour l'ordre 2 (figure 4.23(b)), et trois oscillations pour l'ordre 3 (figure 4.23(c)). Afin de représenter la carte du champ, la structure est affichée sans la couche de cavité SiO_2, mettant en évidence la distribution d'énergie dans la région remplie d'analyte.

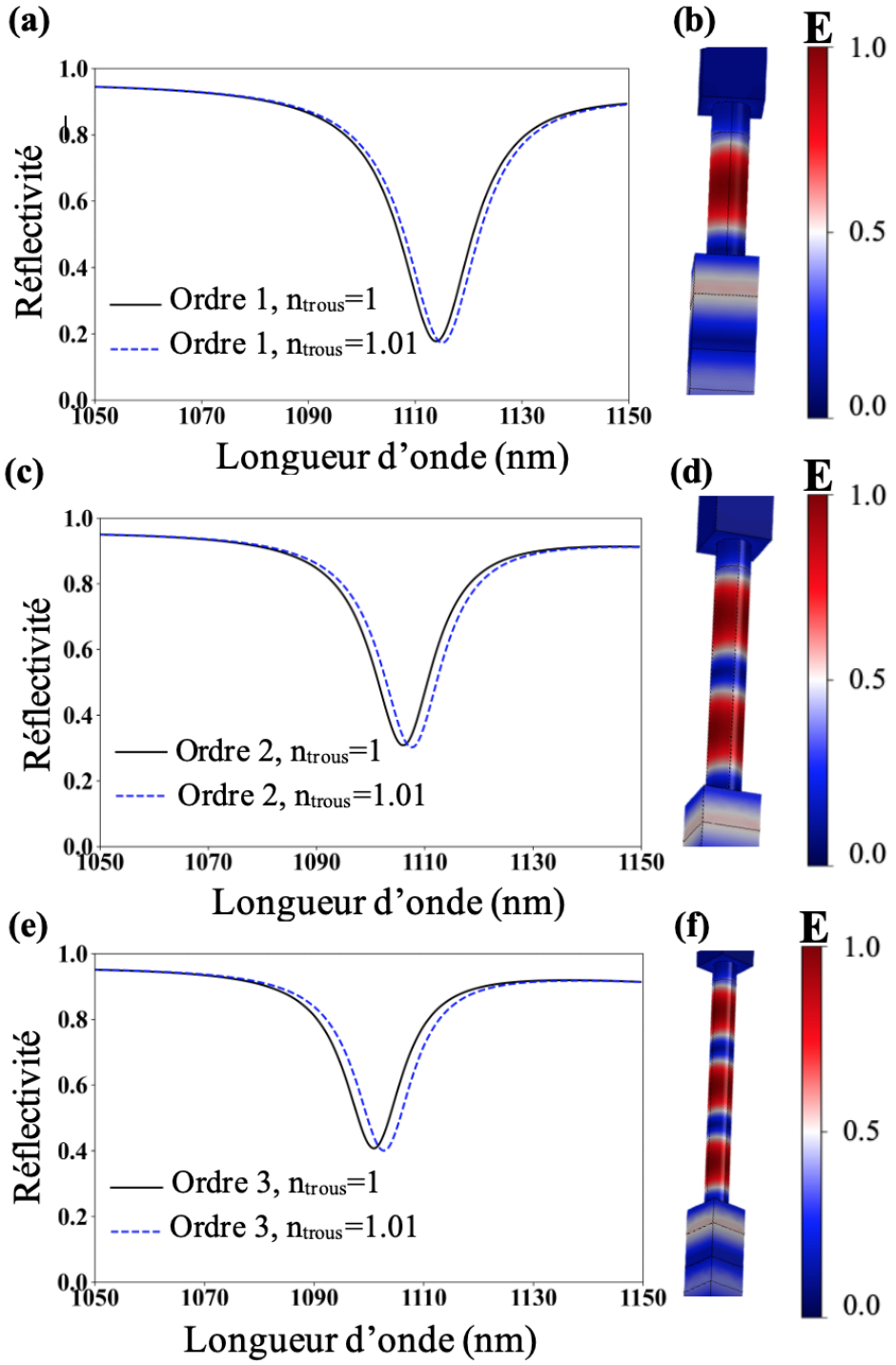


FIGURE 4.23 – Réflectivité simulée en fonction de la longueur d'onde pour la structure de Tamm avec un diamètre de trou $d = 120\,\text{nm}$ et $a = 200\,\text{nm}$, remplie avec un gaz ayant un indice de réfraction $n = 1$ (courbe continue) et $n = 1.01$ (courbe en pointillés). Chaque figure, (a) $d_c = 418\,\text{nm}$, (b) $d_c = 820\,\text{nm}$, et (c) $d_c = 1231\,\text{nm}$. La cavité entourant les nanocylindres a été volontairement omise dans chaque carte de champ affichée, afin d'en améliorer la lisibilité.

Selon la figure 4.23, la sensibilité spectrale est de 112 nm/RIU pour le mode de premier ordre, 167 nm/RIU pour le mode de second ordre, et 185 nm/RIU pour le mode de troisième ordre. Les facteurs de qualité correspondants sont respectivement 64, 80 et 89. Le facteur de mérite (FOM) est de 6 RIU^{-1}, 12 RIU^{-1} et 15 RIU^{-1}, respectivement. Ces résultats montrent une augmentation de la sensibilité, du facteur de qualité et du facteur de mérite avec l'ordre du mode. Le facteur de qualité est en accord avec les résultats expérimentaux présentés dans le tableau 4.1, car les pertes ont été prises en compte dans nos calculs.

Avancement du côté expérimental

Comme indiqué précédemment, la structure optimisée avec des trous a pour objectif de faciliter la fabrication expérimentale. Nous avons choisi de réaliser celle correspondant au mode d'ordre 1 ($d_c = 418$ nm), car une cavité plus épaisse implique une gravure plus profonde, donc plus longue et plus difficile à maîtriser.

Après avoir maîtrisé le dépôt des couches minces et la fabrication de réseaux de nanorubans, notre nouveau défi consiste à structurer un réseau carré de trous, ce qui nécessite deux étapes successives de gravure : l'une dans la couche d'or, l'autre dans la silice (SiO_2). Afin de valider la faisabilité de ce procédé, nous avons d'abord réalisé un test sur un échantillon simplifié, avant de l'appliquer à la structure complète (réseau de Bragg + cavité + couche d'or). Le procédé se décompose en plusieurs étapes :

Étape 1 : Préparation de l'échantillon. Une couche de SiO_2 a été déposée sur un substrat de silicium par PECVD, puis recouverte d'une couche d'or d'épaisseur 100 nm par évaporation.

Étape 2 : Dépôt de la résine. Une résine CSAR62 a été appliquée par spin-coating à 2000 rpm, avec une accélération de 1000 rpm/s pendant 10 s, puis recuite à 140°C pendant 2 min en mode contact. Elle permet de définir les motifs tout en protégeant les zones non exposées.

Étape 3 : Lithographie électronique. Le motif, constitué d'un réseau périodique de trous, a été défini par lithographie e-beam à l'aide d'un masque conçu par CAO (figure 4.24(a)).

Étape 4 : Développement. Réalisé avec le révélateur AR600-546, suivi d'un rinçage séquentiel dans l'oxylène (10 s), l'IPA (30 s) et le méthanol (5 s), puis d'un séchage sous flux d'azote.

Étape 5 : Gravure. Elle s'effectue en deux étapes : d'abord celle de la couche d'or par ICP (Inductively Coupled Plasma), puis celle de la couche de SiO_2 par la technique ARBO (gravure assistée par faisceau d'argon).

Ce procédé a permis d'obtenir des trous , comme le montrent les images MEB de la figure 4.24(b) et (c). Ces motifs serviront de cavités pouvant accueillir un analyte dans les futures expériences de détection optique.

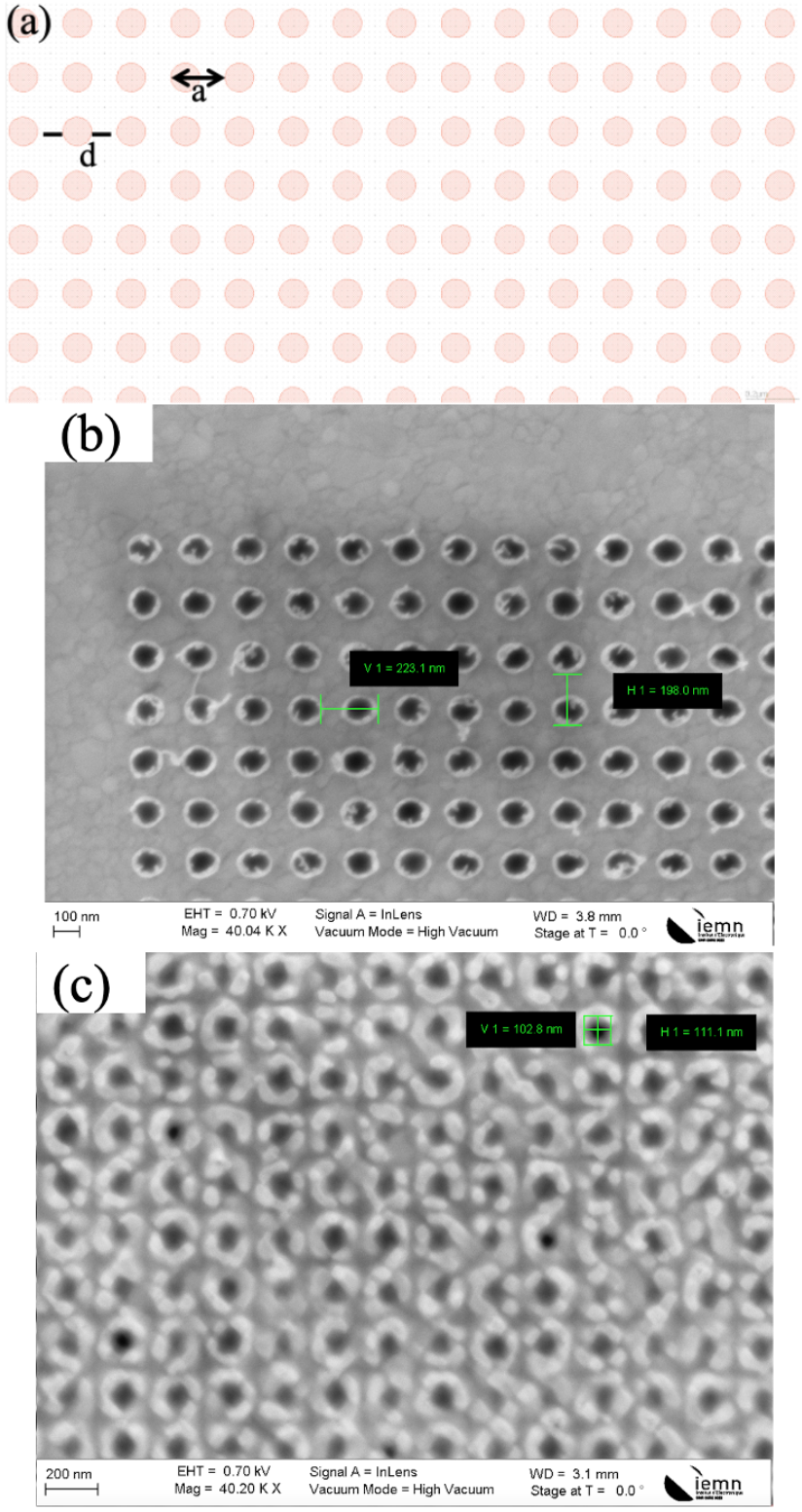


FIGURE 4.24 – (a) Motif représentant le réseau carré de trous, avec une période a et un diamètre d, conçu par CAO et utilisé comme masque. (b) Image MEB après la gravure de la couche d'or. (d) Image MEB après la gravure de la couche de SiO_2.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié des structures de Tamm induisant des états de Tamm d'ordre supérieur. Nous avons montré que la structure avec la cavité placée entre le métal et le réseau de Bragg est particulièrement adaptée aux applications de détection. Une validation expérimentale a été réalisée pour démontrer la possibilité d'existence de modes de Tamm d'ordre supérieur dans une telle structure. Pour ce faire, nous avons utilisé une structure de Tamm composée d'une cavité en SiO_2 placée entre une couche d'or et un réflecteur de Bragg $(SiO_2/Si_3N_4)_7$. En variant l'épaisseur de la cavité selon quatre valeurs distinctes, nous avons réussi à exciter les quatre premiers modes de Tamm d'ordre supérieur.

Nous avons ensuite appliqué ces modes d'ordre supérieur à la détection de liquides et de gaz, à travers des résultats de simulation. Afin de rendre la structure compatible avec des applications de détection, nous avons remplacé la cavité par l'analyte. L'avantage des modes de Tamm d'ordre supérieur réside dans leur localisation énergétique améliorée au sein de la cavité, ainsi que dans leurs facteurs de qualité plus élevés à mesure que l'ordre augmente. Cependant, la détection expérimentale utilisant ces modes présente certains défis, notamment en ce qui concerne le positionnement du fluide entre le métal et le réflecteur de Bragg, ou l'introduction directe de l'analyte dans la cavité.

Afin de résoudre ces problèmes, nous avons optimisé une structure de Tamm spécifiquement conçue pour la détection à l'aide d'états de Tamm d'ordre supérieur, en créant des trous nanocylindriques dans la couche d'or et la cavité, ce qui rend la structure plus facile à fabriquer et à exploiter expérimentalement. Cette configuration, simulée dans un premier temps, offre une voie prometteuse pour intégrer l'analyte sans perturber le confinement optique.

Dans la continuité de ce travail, nous avons également entamé la fabrication expérimentale de cette structure à trous optimisée, dans le but de valider les résultats numériques. Une première gravure de trous a été réalisée avec succès dans les couches d'or et de silice, sur un échantillon simple. Une phase d'optimisation de la recette a ensuite été menée en vue de la fabrication de la structure complète destinée à la détection de gaz.

Conclusion générale

L'objectif principal de cette thèse était de proposer de nouvelles structures plasmoniques adaptées à la détection optique, en exploitant les états de Tamm plasmoniques. Ces modes, localisés à l'interface entre un réseau de Bragg unidimensionnel et une couche métallique, présentent un fort facteur de qualité, ce qui en fait des candidats intéressants pour des capteurs sensibles et sélectifs. Toutefois, leur application directe dans les capteurs d'indice de réfraction reste limitée. En effet, l'énergie de ces modes est confinée dans la région située entre le métal et le réseau de Bragg, ce qui rend difficile l'accès de l'analyte au champ électromagnétique localisé. Cette contrainte structurelle réduit la sensibilité des dispositifs et constitue la principale limitation que ce travail de thèse s'est efforcé de contourner, à travers des études numériques et des validations expérimentales.

Dans un premier temps, nous avons proposé d'exploiter une structure intégrant un réseau métallique nanostructuré déposé sur un DBR composé de couches alternées de SiO_2 et Si_3N_4. Cette configuration induit deux types de modes de Tamm, un mode métal, dont l'énergie est confinée entre le métal et le DBR, et un mode air, dont le champ est localisé entre l'air et le DBR. Ce dernier présente l'avantage d'être partiellement accessible à l'analyte lorsqu'il est introduit par la face métallique, ce qui le rend particulièrement intéressant pour une application en détection. Nous avons ensuite étudié l'influence des paramètres géométriques du réseau métallique nanostructuré sur les caractéristiques des deux modes, ainsi que sur leur couplage. Une fois la structure optimisée, nous avons obtenu des résonances avec des facteurs de qualité de $Q_{metal} = 207$ et $Q_{air} = 217$.
Dans une seconde étape, nous avons remplacé la dernière couche de nitrure de silicium par un matériau poreux, en contact direct avec le réseau métallique. Trois configurations distinctes ont été explorées. La première intègre une porosité localisée uniquement dans la zone de confinement du mode air, ce qui a permis d'atteindre une sensibilité de $S_{air} = 170$ nm$/RIU$ avec un facteur de qualité de$Q_{air} = 156$. La seconde configuration utilise une couche de nitrure entièrement poreuse, permettant de bénéficier à la fois de la localisation d'énergie des deux modes, avec des performances de $Q_{metal} = 127$ et $S_{metal} = 160$ nm$/RIU$, et $Q_{air} = 168$ et $S_{air} = 175$ nm$/RIU$. Bien que ces résultats aient permis une amélioration notable du facteur de mérite, la porosité a dû être limitée à $P = 40\%$, car au-delà, les résonances devenaient trop larges et donc moins exploitables.
Pour surmonter cette limitation, nous avons proposé l'utilisation de silicium poreux, dont l'indice de réfraction plus élevé permet d'introduire une porosité plus importante ($P = 60\%$) tout en maintenant un bon confinement et un facteur de qualité supérieur à celui obtenu avec le nitrure poreux. Grâce à cette configuration, la sensibilité du mode

air a été améliorée d'un facteur 10, avec $Q_{air} = 161$ et $S_{air} = 264$ nm/RIU.

Dans un second temps, une structure de Tamm avec un réseau métallique nanostructuré a été réalisée et caractérisée expérimentalement, sans recours à une couche poreuse, mais avec un défaut d'épaisseur dans la dernière couche de nitrure. Les modes air et métal ont été observés.
La volonté de séparer le chemin optique de l'onde électromagnétique de la zone d'introduction de l'analyte a conduit au développement de deux stratégies distinctes d'excitation par la face inférieure. La première, validée expérimentalement, repose sur un décalage spectral des résonances air et métal en dehors de la bande interdite photonique, permettant leur excitation depuis le substrat. Nous avons notamment mis en évidence une sensibilité du mode métal aux variations de l'indice de l'environnement (eau, éthanol), confirmant la possibilité de détection.
La seconde stratégie, explorée numériquement, repose sur l'ajout d'une cavité optique au sein du DBR. Cette configuration permet un couplage efficace par la face inférieure tout en conservant les propriétés de confinement des deux modes.

Enfin, nous avons étudié numériquement et expérimentalement les états de Tamm d'ordre supérieur, induits par l'introduction d'une cavité optique entre le métal et le réseau de Bragg. Ces modes présentent un facteur de qualité élevé ainsi qu'un confinement du champ renforcé, ce qui leur confère un fort potentiel pour la détection optique. Afin de concilier performances optiques et accessibilité de l'analyte, une géométrie intégrant un réseau bidimensionnel de trous nanocylindriques a également été proposée. Des résultats préliminaires de fabrication de ces réseaux ont été obtenus, aussi bien dans la couche d'or que dans celle de SiO_2.

Dans la continuité de ce travail, plusieurs perspectives se dessinent. Un premier prolongement naturel consistera à finaliser la fabrication et la caractérisation de la structure à réseau de trous, afin de confirmer sa capacité à détecter finement des variations d'indice de réfraction dans des environnements fluides.

Par ailleurs, une piste de recherche particulièrement prometteuse consiste à exploiter les propriétés topologiques des modes de Tamm pour concevoir des capteurs optiques avancés. Deux configurations complémentaires peuvent être envisagées. La première repose sur l'ingénierie du réseau de Bragg afin d'y induire un état topologique, facilitant un couplage efficace par la face inférieure. La seconde explore la possibilité de localiser un mode topologique dans la région métallique, en combinant deux réseaux de nanorubans distincts placés de part et d'autre de l'interface. Cette approche, encore inexplorée dans le contexte des structures de Tamm appliquées à la détection, ouvre une voie originale vers des capteurs plus performants.

Bibliographie

[1] M Kaliteevski, I Iorsh, S Brand, RA Abram, JM Chamberlain, AV Kavokin, and IA Shelykh. Tamm plasmon-polaritons : Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 76(16) :165415, 2007.

[2] ME Sasin, RP Seisyan, MA Kalitteevski, Stuart Brand, RA Abram, JM Chamberlain, A Yu Egorov, AP Vasil'Ev, VS Mikhrin, and AV Kavokin. Tamm plasmon polaritons : Slow and spatially compact light. *Applied Physics Letters*, 92(25), 2008.

[3] O Gazzano, S Michaelis De Vasconcellos, K Gauthron, C Symonds, J Bloch, P Voisin, J Bellessa, A Lemaître, and P Senellart. Evidence for confined Tamm plasmon modes under metallic microdisks and application to the control of spontaneous optical emission. *Physical Review Letters*, 107(24) :247402, 2011.

[4] Clémentine Symonds, Guillaume Lheureux, Jean Paul Hugonin, Jean Jacques Greffet, Julien Laverdant, Giovanni Brucoli, Aristide Lemaître, P Senellart, and Joël Bellessa. Confined Tamm plasmon lasers. *Nano Letters*, 13(7) :3179–3184, 2013.

[5] Yifan Zhou, Ya-nan Zhang, Bo Han, Liangliang Cheng, Dongxu Li, Wanlu Zheng, and Yong Zhao. Biochemical sensor based on functional material assisted optical fiber surface plasmon resonance : A review. *Measurement*, 207 :112353, 2023.

[6] Haoran Chen, Hongfei Wang, Kwok-yin Wong, and Dangyuan Lei. High-Q localized surface plasmon resonance based on bound states in the continuum for enhanced refractive index sensing. *Optics Letters*, 47(3) :609–612, 2022.

[7] Govinda Lilley, Manuel Messner, and Karl Unterrainer. Improving the quality factor of the localized surface plasmon resonance. *Optical Materials Express*, 5(10) :2112–2120, 2015.

[8] Kaihua Zhang, Zhiying Chen, Hongju Li, Zao Yi, Yufang Liu, and Xiaohu Wu. A dual-band hydrogen sensor based on Tamm plasmon polaritons. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 25(30) :20697–20705, 2023.

[9] Mahendra Kumar and Surendra Prasad. High performance mid infrared temperature sensor based on resonance excitation of hybrid Tamm surface states. *Optical Materials*, 131 :112586, 2022.

[10] C Symonds, A Lemaître, E Homeyer, JC Plenet, and J Bellessa. Emission of Tamm plasmon/exciton polaritons. *Applied Physics Letters*, 95(15), 2009.

[11] Rashid G Bikbaev, Stepan Ya Vetrov, Ivan V Timofeev, and Vasily F Shabanov. Photosensitivity and reflectivity of the active layer in a Tamm-plasmon-polariton-based organic solar cell. *Applied Optics*, 60(12) :3338–3343, 2021.

[12] RG Bikbaev, S Ya Vetrov, IV Timofeev, and VF Shabanov. Tamm plasmon polaritons for light trapping in organic solar cells. In *Doklady Physics*, volume 65, pages 161–163. Springer, 2020.

[13] Zhiyu Wang, J Kenji Clark, Ya-Lun Ho, and Jean-Jacques Delaunay. Hot-electron photodetector with wavelength selectivity in near-infrared via Tamm plasmon. *Nanoscale*, 11(37) :17407–17414, 2019.

[14] Hua Lu, Yangwu Li, Zengji Yue, Dong Mao, and Jianlin Zhao. Topological insulator based Tamm plasmon polaritons. *APL Photonics*, 4(4), 2019.

[15] Gabriel Cáceres-Aravena, Bastián Real, Diego Guzmán-Silva, Alberto Amo, Luis EF Foa Torres, and Rodrigo A Vicencio. Experimental observation of edge states in SSH-stub photonic lattices. *Physical Review Research*, 4(1) :013185, 2022.

[16] Guoguang Rong and Mohamad Sawan. Tamm plasmon polariton biosensors based on porous silicon : Design, validation and analysis. *Biosensors*, 13(12) :1026, 2023.

[17] S Jena, RB Tokas, S Thakur, and DV Udupa. Rabi-like splitting and refractive index sensing with hybrid Tamm plasmon-cavity modes. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 55(17) :175104, 2022.

[18] Kada A Meradi, Fatima Tayeboun, Amine Guerinik, Zaky A Zaky, and Arafa H Aly. Optical biosensor based on enhanced surface plasmon resonance : theoretical optimization. *Optical and Quantum Electronics*, 54(2) :124, 2022.

[19] Alexandre Juneau-Fecteau, Rémy Savin, Abderraouf Boucherif, and Luc G Fréchette. A practical Tamm plasmon sensor based on porous Si. *AIP Advances*, 11(6), 2021.

[20] Michael Faraday. The bakerian lecture : Experimental relations of gold (and other metals) to light. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 147 :145–181, 1857.

[21] K Lance Kelly, Eduardo Coronado, Lin Lin Zhao, and George C Schatz. The optical properties of metal nanoparticles : the influence of size, shape, and dielectric environment, 2003.

[22] Craig F Bohren and Donald R Huffman. *Absorption and scattering of light by small particles*. John Wiley & Sons, 2008.

[23] Jong-ryul Choi, Dong-Myeong Shin, Hyerin Song, Donghoon Lee, and Kyujung Kim. Current achievements of nanoparticle applications in developing optical sensing and imaging techniques. *Nano Convergence*, 3 :1–13, 2016.

[24] Jiří Homola. Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species. *Chemical reviews*, 108(2) :462–493, 2008.

[25] Jeffrey N Anker, W Paige Hall, Olga Lyandres, Nilam C Shah, Jing Zhao, and Richard P Van Duyne. Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nature materials*, 7(6) :442–453, 2008.

[26] Muhammad Ali Butt. Review of innovative cavity designs in metal–insulator-metal waveguide-based plasmonic sensors. *Plasmonics*, pages 1–20, 2024.

[27] Chung-Ting Chou Chao, Yuan-Fong Chou Chau, Sy-Hann Chen, Hung Ji Huang, Chee Ming Lim, Muhammad Raziq Rahimi Kooh, Roshan Thotagamuge, and Hai-Pang Chiang. Ultrahigh sensitivity of a plasmonic pressure sensor with a compact size. *Nanomaterials*, 11(11) :3147, 2021.

[28] Morteza Mansouri, Ali Mir, Ali Farmani, and Mohsen Izadi. Numerical modeling of an integrable and tunable plasmonic pressure sensor with nanostructure grating. *Plasmonics*, 16 :27–36, 2021.

[29] Yong Chen and Hai Ming. Review of surface plasmon resonance and localized surface plasmon resonance sensor. *Photonic Sensors*, 2 :37–49, 2012.

[30] Arthur Yelon, KN Piyakis, and Edward Sacher. Surface plasmons in drude metals. *Surface science*, 569(1-3) :47–55, 2004.

[31] Ophélie Saison-Francioso. Étude théorique et modélisation par la méthode fdtd de nanostructures plasmoniques : application à la conception de biocapteurs. *Institut d'Electronique, de micro-et de nanotechnologies, Lille*, 2014.

[32] Jiaye Wu, Ze Tao Xie, Yanhua Sha, HY Fu, and Qian Li. Epsilon-near-zero photonics : infinite potentials. *Photonics Research*, 9(8) :1616–1644, 2021.

[33] SJ Youn, TH Rho, BI Min, and Kwang S Kim. Extended drude model analysis of noble metals. *physica status solidi (b)*, 244(4) :1354–1362, 2007.

[34] Aleksandar D Rakić, Aleksandra B Djurišić, Jovan M Elazar, and Marian L Majewski. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices. *Applied optics*, 37(22) :5271–5283, 1998.

[35] Anastasiya Derkachova, Krystyna Kolwas, and Iraida Demchenko. Dielectric function for gold in plasmonics applications : size dependence of plasmon resonance frequencies and damping rates for nanospheres. *Plasmonics*, 11 :941–951, 2016.

[36] Gururaj V Naik, Vladimir M Shalaev, and Alexandra Boltasseva. Alternative plasmonic materials : beyond gold and silver. *Advanced materials*, 25(24) :3264–3294, 2013.

[37] Azin Ziashahabi, Mirko Prato, Zhiya Dang, Reza Poursalehi, and Naimeh Naseri. The effect of silver oxidation on the photocatalytic activity of Ag/ZnO hybrid plasmonic/metal-oxide nanostructures under visible light and in the dark. *Scientific reports*, 9(1) :11839, 2019.

[38] Aleksandr S Baburin, Alexander M Merzlikin, Alexander V Baryshev, Ilya A Ryzhikov, Yuri V Panfilov, and Ilya A Rodionov. Silver-based plasmonics : golden material platform and application challenges. *Optical Materials Express*, 9(2) :611–642, 2019.

[39] Kimberly Hamad-Schifferli. Applications of gold nanoparticles in plasmonic and nanophotonic biosensing. *Trends in Biosensing Research : Advances, Challenges and Applications*, pages 185–221, 2024.

[40] Meiyanti Ratna Kumalasari, Rokiy Alfanaar, and Agustina Sus Andreani. Gold nanoparticles (AuNPs) : A versatile material for biosensor application. *Talanta Open*, 9 :100327, 2024.

[41] Yanzhen Guo, Hang Yin, Jingtian Hu, Baocheng Yang, and Jianfang Wang. Nonmetal plasmonic photocatalysts. *The Journal of Physical Chemistry C*, 128(14) :5777–5797, 2024.

[42] Changhai Lu, Daotong You, Juan Li, Long Wen, Baojun Li, Tuan Guo, and Zaizhu Lou. Full-spectrum nonmetallic plasmonic carriers for efficient isopropanol dehydration. *Nature Communications*, 13(1) :6984, 2022.

[43] Mei-Chin Lien, I-Hsiu Yeh, Sirimuvva Tadepalli, and Keng-Ku Liu. ZnO nanocages decorated with Au@ AgAu yolk–shell nanomaterials for SERS-based detection of hyperuricemia. *ACS omega*, 9(14) :16160–16167, 2024.

[44] Adrien Lalisse, Gilles Tessier, Jérome Plain, and Guillaume Baffou. Plasmonic efficiencies of nanoparticles made of metal nitrides (TiN, ZrN) compared with gold. *Scientific reports*, 6(1) :38647, 2016.

[45] Zhilei Miao, Lei Chen, Rui Wang, Rongchun Yuan, Fang Zhou, Pengfei Lv, Xiuyun Zhang, and Qiang Wang. Gold nanoparticles decorated on BaTiO3 as photocatalyst : effect of SPR and ferroelectricity. *Materials Research Express*, 5(2) :025505, 2018.

[46] N Veerabagu Suresh, KB Rajesh, and TVS Pillai. Sensitivity enhancement of surface plasmon resonance sensor using Al–Au–BaTiO3–graphene layers. *Journal of Optics*, 50 :152–159, 2021.

[47] Neda Amjadi and Ali Hatef. Plasmonic hybridization modes in VO2 @Au nanoshell : A comprehensive review and theoretical analysis. *Journal of Applied Physics*, 136(4), 2024.

[48] Daniel Rodrigo, Andreas Tittl, Odeta Limaj, FJGD Abajo, Valerio Pruneri, and Hatice Altug. Double-layer graphene for enhanced tunable infrared plasmonics. *Light : Science & Applications*, 6(6) :e16277–e16277, 2017.

[49] Urvashi Solanki and Prasanta Mandal. Phase sensitive VO2-metal switchable plasmonic metasurface for thermal controlling of broad band near-infrared absorption. *Optical and Quantum Electronics*, 54(12) :794, 2022.

[50] Sreed Sharma Kanakkillam, Bindu Krishnan, Rene Fabián Cienfuegos Peláez, Josue Amilcar Aguilar Martinez, David Avellaneda Avellaneda, and Sadasivan Shaji. Hybrid nanostructures of Ag/Au-ZnO synthesized by pulsed laser ablation/irradiation in liquid. *Surfaces and Interfaces*, 27 :101561, 2021.

[51] Niclas S Mueller, Emanuel Pfitzner, Yu Okamura, Georgy Gordeev, Patryk Kusch, Holger Lange, Joachim Heberle, Florian Schulz, and Stephanie Reich. Surface-enhanced raman scattering and surface-enhanced infrared absorption by plasmon polaritons in three-dimensional nanoparticle supercrystals. *ACS nano*, 15(3) :5523–5533, 2021.

[52] Wendao Xu, Lijuan Xie, Jianfei Zhu, Longhua Tang, Ranjan Singh, Chen Wang, Yungui Ma, Hou-Tong Chen, and Yibin Ying. Terahertz biosensing with a graphene-metamaterial heterostructure platform. *Carbon*, 141 :247–252, 2019.

[53] David Pines and David Bohm. A collective description of electron interactions : Ii. collective vs individual particle aspects of the interactions. *Physical Review*, 85(2) :338, 1952.

[54] Heinz Raether. *Excitation of plasmons and interband transitions by electrons*, volume 88. Springer, 2006.

[55] Toon Coenen, David T Schoen, Benjamin JM Brenny, Albert Polman, and Mark L Brongersma. Combined electron energy-loss and cathodoluminescence spectroscopy on individual and composite plasmonic nanostructures. *Physical Review B*, 93(19) :195429, 2016.

[56] Duong Thi Ha, Dinh Thi Thuy, Vo Thi Hoa, Tran Thi Thanh Van, and Nguyen Ai Viet. On the theory of three types of polaritons (phonon, exciton and plasmon polaritons). In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 865, page 012007. IOP Publishing, 2017.

[57] Jian Wei You, Qian Ma, Zhihao Lan, Qiang Xiao, Nicolae C Panoiu, and Tie Jun Cui. Reprogrammable plasmonic topological insulators with ultrafast control. *Nature communications*, 12(1) :5468, 2021.

[58] Stefan A Maier et al. *Plasmonics : fundamentals and applications*, volume 1. Springer, 2007.

[59] Daniel Courjon and Claudine Bainier. *Le champ proche optique : Théorie et applications*. Springer Science & Business Media, 2001.

[60] Yifan Zhang, Wei An, Chang Zhao, and Qingchun Dong. Radiation induced plasmonic nanobubbles : fundamentals, applications and prospects. *AIMS Energy*, 9(4) :676–713, 2021.

[61] Mohammed El Barghouti. *Effet de films nanométriques du graphène et de MoS2 sur les propriétés plasmoniques des biocapteurs à base de nanoparticules métalliques*. Thèse de doctorat, Université Moulay Ismaïl, 2019.

[62] Yufeng Yuan, Xiao Peng, Xiaoyu Weng, Jun He, Changrui Liao, Yiping Wang, Liwei Liu, Shuwen Zeng, Jun Song, and Junle Qu. Two-dimensional nanomaterials as enhanced surface plasmon resonance sensing platforms : Design perspectives and illustrative applications. *Biosensors and Bioelectronics*, 241 :115672, 2023.

[63] Syuan-Guei Huang, Kuo-Ping Chen, and Shie-Chang Jeng. Phase sensitive sensor on Tamm plasmon devices. *Optical Materials Express*, 7(4) :1267–1273, 2017.

[64] Chuang Wu, HY Fu, Khurram Karim Qureshi, Bai-Ou Guan, and Hwa Yaw Tam. High-pressure and high-temperature characteristics of a fabry–perot interferometer based on photonic crystal fiber. *Optics letters*, 36(3) :412–414, 2011.

[65] Sulaiman Khan, Stéphane Le Calvé, and David Newport. A review of optical interferometry techniques for VOC detection. *Sensors and Actuators A : Physical*, 302 :111782, 2020.

[66] Pradeep Kumar Maharana, Triranjita Srivastava, and Rajan Jha. On the performance of highly sensitive and accurate graphene-on-aluminum and silicon-based SPR biosensor for visible and near infrared. *Plasmonics*, 9 :1113–1120, 2014.

[67] Jan Krajczewski, Karol Kołątaj, and Andrzej Kudelski. Plasmonic nanoparticles in chemical analysis. *RSC advances*, 7(28) :17559–17576, 2017.

[68] Allison Rabbani, Rachel Rudacille, and Keisuke Hasegawa. Local refractive index sensitivity of localized surface plasmon resonance biosensors. *The Journal of Physical Chemistry C*, 128(45) :19210–19221, 2024.

[69] Amin Moslemi, Lucia Sansone, Flavio Esposito, Carlos Marques, Stefania Campopiano, Michele Giordano, and Agostino Iadicicco. Highly sensitive gold nanostar based optical fiber sensor with tunable plasmonic resonance. *Sensors and Actuators Reports*, page 100326, 2025.

[70] Hyeong-Min Kim, Jae-Hyoung Park, and Seung-Ki Lee. Fabrication and measurement of fiber optic localized surface plasmon resonance sensor based on gold

nanoparticle dimer. *Spectrochimica Acta Part A : Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 261 :120034, 2021.

[71] Nikhil Bhalla and Amy Q Shen. Localized surface plasmon resonance sensing and its interplay with fluidics. *Langmuir*, 40(19) :9842–9854, 2024.

[72] Tianping Xu and Zhaoxin Geng. Strategies to improve performances of LSPR biosensing : Structure, materials, and interface modification. *Biosensors and Bioelectronics*, 174 :112850, 2021.

[73] Katherine A Willets and Richard P Van Duyne. Localized surface plasmon resonance spectroscopy and sensing. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, 58(1) :267–297, 2007.

[74] Yan Guo, Nishtha M Singh, Chandreyee M Das, Kaihua Wei, Kuanbiao Li, Philippe Coquet, and Ken-Tye Yong. Effect of ultra-shallow metallic gratings on sensitivity enhancement of goos-hänchen shift in spr-based sensors. *Optik*, 224 :165690, 2020.

[75] Haneul Yoo, Junghyun Shin, Jieun Sim, Hyunmin Cho, and Seunghun Hong. Reusable surface plasmon resonance biosensor chip for the detection of H1N1 influenza virus. *Biosensors and Bioelectronics*, 168 :112561, 2020.

[76] Mahmoud Gomaa, Abeer Salah, and Gamal Abdel Fattah. Superior enhancement of SPR fiber optic sensor using laser sensitized dip-coated graphene gold nanocomposite probes. *Optics & Laser Technology*, 157 :108644, 2023.

[77] Vasyl G Kravets, Andrew Strudwick, and Alexander N Grigorenko. Ultrathin gold for robust multi-element surface plasmon resonance biosensing. *Advanced Materials Interfaces*, page 2400925, 2025.

[78] M Mehdi Keshavarz and Abbas Alighanbari. Self-referenced terahertz refractive index sensor based on a cavity resonance and Tamm plasmonic modes. *Applied optics*, 59(14) :4517–4526, 2020.

[79] Hai Liu, Jinsong Gao, Zhen Liu, Xiaoyi Wang, Haigui Yang, and Hong Chen. Large electromagnetic field enhancement achieved through coupling localized surface plasmons to hybrid Tamm plasmons. *Journal of the Optical Society of America B*, 32(10) :2061–2067, 2015.

[80] Jinlei Hu, Zhengda Hu, Jicheng Wang, Aliaksei Balmakou, Sergei Khakhomov, and Igor Semchenko. High-performance tunable multichannel absorbers coupled with graphene-based grating and dual-Tamm plasmonic structures. *Plasmonics*, 17(1) :287–294, 2022.

[81] Svetlana V Boriskina and Yoichiro Tsurimaki. Sensitive singular-phase optical detection without phase measurements with Tamm plasmons. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 30(22) :224003, 2018.

[82] Yoichiro Tsurimaki, Jonathan K Tong, Victor N Boriskin, Alexander Semenov, Mykola I Ayzatsky, Yuri P Machekhin, Gang Chen, and Svetlana V Boriskina. Topological engineering of interfacial optical Tamm states for highly sensitive near-singular-phase optical detection. *Acs Photonics*, 5(3) :929–938, 2018.

[83] Alexandre Juneau-Fecteau and Luc G Fréchette. Tamm plasmon-polaritons in a metal coated porous silicon photonic crystal. *Optical Materials Express*, 8(9) :2774–2781, 2018.

[84] Baptiste Auguié, María Cecilia Fuertes, Paula C Angelomé, Nicolás López Abdala, Galo JAA Soler Illia, and Alejandro Fainstein. Tamm plasmon resonance in mesoporous multilayers : toward a sensing application. *Acs Photonics*, 1(9) :775–780, 2014.

[85] E Buzavaite-Verteliene, I Plikusiene, T Tolenis, A Valavicius, J Anulyte, A Ramanavicius, and Z Balevicius. Hybrid Tamm-surface plasmon polariton mode for highly sensitive detection of protein interactions. *Optics Express*, 28(20) :29033–29043, 2020.

[86] Linling Qin, Shaolong Wu, Cheng Zhang, and Xiaofeng Li. Narrowband and full-angle refractive index sensor based on a planar multilayer structure. *IEEE Sensors Journal*, 19(8) :2924–2930, 2019.

[87] Zigmas Balevičius. Strong coupling between Tamm and surface plasmons for advanced optical bio-sensing. *Coatings*, 10(12) :1187, 2020.

[88] Lydie Ferrier, Hai Son Nguyen, Cécile Jamois, Lotfi Berguiga, Clémentine Symonds, Joël Bellessa, and Taha Benyattou. Tamm plasmon photonic crystals : From bandgap engineering to defect cavity. *Apl Photonics*, 4(10), 2019.

[89] Thomas W Ebbesen, Henri J Lezec, HF Ghaemi, Tineke Thio, and Peter A Wolff. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *nature*, 391(6668) :667–669, 1998.

[90] Hira Asif and Ramazan Sahin. Tunable extraordinary optical transmission for integrated photonics. *Applied Physics B*, 131(3) :37, 2025.

[91] Andreea Campu, Ilinca Muresan, Monica Potara, Diana Raluca Lazar, Florin-Leontin Lazar, Simona Cainap, Dan Mircea Olinic, Dana Maniu, Simion Astilean, and Monica Focsan. Portable microfluidic plasmonic chip for fast real-time cardiac troponin i biomarker thermoplasmonic detection. *Journal of Materials Chemistry B*, 12(4) :962–972, 2024.

[92] Maria Laura Sforza, Elisabetta De Marinis, Annalisa Masi, Clara Nervi, Luciano De Sio, and Francesca Petronella. Multi-readout thermoplasmonic biosensor for rapid detection of oligonucleotides. *View*, page 20240123, 2025.

[93] Guangyu Qiu, Linlin Liu, Danhua Wang, Fei He, Min Gao, Linley Li Lin, Jian Ye, Jing Wang, and Guang-Zhong Yang. Thermoplasmonic regulation and in situ detection of biomolecules with a photothermal-enhanced plasmonic biosensing system. *ACS nano*, 2025.

[94] Alexander V Korovin and Sergei G Romanov. Unconventional optical Tamm states in metal-terminated three-dimensional photonic crystals. *Physical Review B*, 93(11) :115440, 2016.

[95] Rina Mudi, Samik Mallik, Bhargavi Veeraghattam, Dipak Kumar Goswami, BN Shivakiran Bhaktha, and Kapil Debnath. Morphology dependent excitation of hybrid Tamm-bandedge state in metal coated opal three-dimensional photonic crystal. *Optical Materials*, 140 :113848, 2023.

[96] Lei Wang, Wei Cai, Mengli Bie, Xinzheng Zhang, and Jingjun Xu. Zak phase and topological plasmonic Tamm states in one-dimensional plasmonic crystals. *Optics express*, 26(22) :28963–28975, 2018.

[97] Sayed Elshahat, Israa Abood, Mohamed Saleh M Esmail, Zhengbiao Ouyang, and Cuicui Lu. One-dimensional topological photonic crystal mirror heterostructure for sensing. *Nanomaterials*, 11(8) :1940, 2021.

[98] T Qiao, M Hu, X Jiang, Q Wang, S Zhu, and H Liu. Generation and tunability of supermodes in Tamm plasmon topological superlattices, ACS Photonics. 8 (2021) 2095–2102.

[99] DA Miranda, YV Bludov, N Asger Mortensen, and NMR Peres. Topology in a one-dimensional plasmonic crystal : the optical approach. *Journal of Optics*, 26(12) :125001, 2024.

[100] Soufyane Khattou, Yamina Rezzouk, Mohamed El Ghafiani, Madiha Amrani, Mohammed Elaouni, El Houssaine El Boudouti, Abdelkrim Talbi, Abdellatif Akjouj, and Bahram Djafari-Rouhani. Flat band induced topological photonic Tamm states in stubbed structures : Theory and experiment. *Physical Review B*, 107(12) :125405, 2023.

[101] JCG Henriques, TG Rappoport, Yuliy V Bludov, MI Vasilevskiy, and NMR Peres. Topological photonic Tamm states and the Su-Schrieffer-Heeger model. *Physical Review A*, 101(4) :043811, 2020.

[102] Solange V Silva, David E Fernandes, Tiago A Morgado, and Mário G Silveirinha. Topological pumping and Tamm states in photonic systems. *Physical Review B*, 105(15) :155133, 2022.

[103] Yanan Wang, Hai-Xiao Wang, Li Liang, Weiwei Zhu, Longzhen Fan, Zhi-Kang Lin, Feifei Li, Xiao Zhang, Pi-Gang Luan, Yin Poo, et al. Hybrid topological photonic crystals. *Nature Communications*, 14(1) :4457, 2023.

[104] Hongfei Wang, Samit Kumar Gupta, Biye Xie, and Minghui Lu. Topological photonic crystals : a review. *Frontiers of Optoelectronics*, 13 :50–72, 2020.

[105] Léonard Dobrzyński, Abdellatif Akjouj, El Houssaine El Boudouti, Gaëtan Lévêque, Housni Al-Wahsh, Yan Pennec, Cécile Ghouila-Houri, Abdelkrim Talbi, Bahram Djafari-Rouhani, and Yabin Jin. *Magnonics : interface transmission tutorial book series*. Elsevier, 2020.

[106] Gerald Lucovsky. Preparation of device-quality SiO_2 thin films by remote plasma-enhanced chemical vapour deposition (PECVD) : Applications in metal-oxide-semiconductor (MOS) devices. *Advanced Materials for optics and electronics*, 6(2) :55–72, 1996.

[107] Kazuaki Sakoda and K Sakoda. *Optical properties of photonic crystals*, volume 2. Springer, 2005.

[108] Lihong Gao, F Lemarchand, and Michel Lequime. Refractive index determination of SiO_2 layer in the UV/VIS/NIR range : spectrophotometric reverse engineering on single and bi-layer designs. *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, 8, 2013.

[109] Kevin Luke, Yoshitomo Okawachi, Michael RE Lamont, Alexander L Gaeta, and Michal Lipson. Broadband mid-infrared frequency comb generation in a Si_3N_4 microresonator. *Optics Letters*, 40(21) :4823–4826, 2015.

[110] Clémentine Symonds, S Azzini, G Lheureux, Agnès Piednoir, Jean-Michel Benoit, A Lemaitre, P Senellart, and Joël Bellessa. High quality factor confined Tamm modes. *Scientific Reports*, 7(1) :3859, 2017.

[111] Igor A Sukhoivanov and Igor V Guryev. *Photonic crystals : physics and practical modeling*, volume 152. Springer, 2009.

[112] Max Born and Emil Wolf. *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Elsevier, 2013.

[113] Baptiste Auguié, Axel Bruchhausen, and Alejandro Fainstein. Critical coupling to Tamm plasmons. *Journal of Optics*, 17(3) :035003, 2015.

[114] P. B. Johnson and R. W. Christy. Optical constants of transition metals : Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd. *Physical Review B*, 9(12) :5056–5070, 1974.

[115] Vincent Toanen. *Plasmons Tamm pour la réalisation de nouvelles sources de lumière*. PhD thesis, Université Claude Bernard-Lyon I, 2022.

[116] R Brückner, AA Zakhidov, R Scholz, M Sudzius, SI Hintschich, H Fröb, VG Lyssenko, and K Leo. Phase-locked coherent modes in a patterned metal–organic microcavity. *Nature Photonics*, 6(5) :322–326, 2012.

[117] Anna Garahan, Laurent Pilon, Juan Yin, and Indu Saxena. Effective optical properties of absorbing nanoporous and nanocomposite thin films. *Journal of applied physics*, 101(1), 2007.

[118] Von DAG Bruggeman. Berechnung verschiedener physikalischer konstanten von heterogenen substanzen. i. dielektrizitätskonstanten und leitfähigkeiten der mischkörper aus isotropen substanzen. *Annalen der Physik*, 416(7) :636–664, 1935.

[119] Lorenzo Pavesi. Porous silicon dielectric multilayers and microcavities. *La Rivista del Nuovo Cimento (1978-1999)*, 20 :1–76, 1997.

[120] Arnav Dasgupta, Rintu Kr Gayen, and Partha Sona Maji. Refractive index sensing performances for single-metal and bimetallic Tamm plasmon configurations with an investigation of different structural configurations dependency. *Optical and Quantum Electronics*, 54 :1–14, 2022.

[121] Guillaume Lheureux, Morteza Monavarian, Ryan Anderson, Ryan A DeCrescent, Joël Bellessa, Clémentine Symonds, Jon A Schuller, JS Speck, S Nakamura, and Steven P DenBaars. Tamm plasmons in metal/nanoporous GaN distributed bragg reflector cavities for active and passive optoelectronics. *Optics Express*, 28(12) :17934–17943, 2020.

[122] Oumaima Haidar, Baptiste Mathmann, Yannick Dusch, Mohamed El Barghouti, Romain Viard, Gaëtan Lévêque, El Houssaine El Boudouti, Abdellah Mir, Abdelkrim Talbi, and Abdellatif Akjouj. Enhancing Tamm plasmon sensor performance using nanostructured gold grating and porous materials. *IEEE Sensors Journal*, 2024.

[123] Matteo Todeschini, Alice Bastos da Silva Fanta, Flemming Jensen, Jakob Birkedal Wagner, and Anpan Han. Influence of Ti and Cr adhesion layers on ultrathin au films. *ACS applied materials & interfaces*, 9(42) :37374–37385, 2017.

[124] Faiz Rahman, Daniel J Carbaugh, Jason T Wright, Parthiban Rajan, Sneha G Pandya, and Savas Kaya. A review of polymethyl methacrylate (PMMA) as a versatile lithographic resist–with emphasis on UV exposure. *Microelectronic Engineering*, 224 :111238, 2020.

[125] Mohammad SM Saifullah, Nikhil Tiwale, and Ramakrishnan Ganesan. Review of metal-containing resists in electron beam lithography : perspectives for extreme ultraviolet patterning. *Journal of Micro/Nanopatterning, Materials, and Metrology*, 21(4) :041402–041402, 2022.

[126] Kirill Koshelev, Mohammad Ali Mohammad, Taras Fito, Kenneth L Westra, Steven K Dew, and Maria Stepanova. Comparison between ZEP and PMMA resists for nanoscale electron beam lithography experimentally and by numerical modeling. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 29(6), 2011.

[127] Mathieu Caillau. *Nanotechnologie verte : des polymères de la biomasse comme résines éco-efficientes pour la lithographie*. PhD thesis, Université de Lyon, 2017.

[128] Gui-qiang Du, Hai-tao Jiang, Zhan-shan Wang, Ya-ping Yang, Zi-li Wang, Hai-qing Lin, and Hong Chen. Heterostructure-based optical absorbers. *Journal of the Optical Society of America B*, 27(9) :1757–1762, 2010.

[129] S Brand, MA Kaliteevski, and RA Abram. Optical Tamm states above the bulk plasma frequency at a Bragg stack/metal interface. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 79(8) :085416, 2009.

[130] S Ya Vetrov, RG Bikbaev, and IV Timofeev. Optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and a nanocomposite with resonance dispersion. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 117 :988–998, 2013.

[131] Kwang Jin Lee, JW Wu, and Kihong Kim. Enhanced nonlinear optical effects due to the excitation of optical Tamm plasmon polaritons in one-dimensional photonic crystal structures. *Optics express*, 21(23) :28817–28823, 2013.

[132] Yikai Chen, Douguo Zhang, Liangfu Zhu, Qiang Fu, Ruxue Wang, Pei Wang, Hai Ming, Ramachandram Badugu, and Joseph R Lakowicz. Effect of metal film thickness on Tamm plasmon-coupled emission. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 16(46) :25523–25530, 2014.

[133] Yongmeng Liu and Jiubin Tan. Frequency dependent model of sheet resistance and effect analysis on shielding effectiveness of transparent conductive mesh coatings. *Progress In Electromagnetics Research*, 140 :353–368, 2013.

[134] Xiang Shou, Amit Agrawal, and Ajay Nahata. Role of metal film thickness on the enhanced transmission properties of a periodic array of subwavelength apertures. *Optics Express*, 13(24) :9834–9840, 2005.

[135] Ian R Hooper and J Roy Sambles. Some considerations on the transmissivity of thin metal films. *Optics express*, 16(22) :17258–17267, 2008.

[136] Pierre Pottier, Lina Shi, and Yves-Alain Peter. Evolution of modes of Fabry-Perot cavity based on photonic crystal guided-mode resonance mirrors. *Journal of the Optical Society of America B*, 29(10) :2698–2703, 2012.

[137] Jinhua Hu, Jiaxi Sun, and Xiuhong Liu. Enhancing sensing performance through a metal-dielectric hybrid structure supporting hybridized TPP and symmetry-protected quasi-bic. *Optics Express*, 32(27) :48234–48242, 2024.

[138] MA Kaliteevski, AA Lazarenko, ND Il'Inskaya, Yu M Zadiranov, ME Sasin, D Zaitsev, VA Mazlin, PN Brunkov, SI Pavlov, and A Yu Egorov. Experimental demonstration of reduced light absorption by intracavity metallic layers in Tamm plasmon-based microcavity. *Plasmonics*, 10 :281–284, 2015.

[139] Christian Schneider, Mikhail M Glazov, Tobias Korn, Sven Höfling, and Bernhard Urbaszek. Two-dimensional semiconductors in the regime of strong light-matter coupling. *Nature communications*, 9(1) :2695, 2018.

[140] Shuwen Bo, Hua Lu, Shouhao Shi, Dikun Li, and Jianlin Zhao. Experimental demonstration of coupling between cavity resonance and Tamm plasmons in photonic multilayers. *Optics Express*, 32(22) :39108–39116, 2024.

[141] Liang Li and Haoyue Hao. Evolution of high-order Tamm plasmon modes with a metal- PHCcavity. *Scientific Reports*, 12(1) :14921, 2022.

[142] MLH Lahlaouti, Abdellatif Akjouj, B Djafari-Rouhani, Leonard Dobrzynski, M Hammouchi, EH El Boudouti, and A Nougaoui. Electromagnetic waves in finite superlattices with buffer and cap layers. *JOSA A*, 16(7) :1703–1714, 1999.

[143] Zeeshan Tahir, Mamoon Ur Rashid, Sungdo Kim, Yun Chang Park, Hong Nhan Tran, Shinuk Cho, and Yong Soo Kim. Highly reflective distributed bragg reflectors for planar microcavities : From modelling to experimentation. *Transactions on Electrical and Electronic Materials*, 25(1) :32–39, 2024.

[144] Zhan-Sheng Yuan, Jyum-Ming Jhang, Po-Hung Yu, Chiu-Man Jiang, Yen-Chi Huang, You-Lin Wu, Jing-Jenn Lin, and Cheng-Fu Yang. Comparisons of theoretical and experimental results of blue light SiO_2–Nb2O5 distributed bragg reflector fabricated using e-beam deposition. *Vacuum*, 182 :109782, 2020.

[145] Zhiyu Wang, J Kenji Clark, Ya-Lun Ho, Bertrand Vilquin, Hirofumi Daiguji, and Jean-Jacques Delaunay. Narrowband thermal emission from Tamm plasmons of a modified distributed Bragg reflector. *Applied Physics Letters*, 113(16), 2018.

[146] So Hee Kim, Joo Hwan Ko, Young Jin Yoo, Min Seok Kim, Gil Ju Lee, Satoshi Ishii, and Young Min Song. Single-material, near-infrared selective absorber based on refractive index-tunable Tamm plasmon structure. *Advanced Optical Materials*, 10(6) :2102388, 2022.

[147] Jehwan Hwang, Zahyun Ku, Jiyeon Jeon, Yeongho Kim, Deok-Kee Kim, Eun Kyu Kim, and Sang Jun Lee. Polarization-sensitive and wide incidence angle-insensitive fabry–perot optical cavity bounded by two metal grating layers. *Sensors*, 20(18) :5382, 2020.

[148] O Haidar, B Mathmann, Y Dusch, M Boutghatin, EH El Boudouti, G Lévêque, A Mir, A Akjouj, and A Talbi. Exploring the properties of higher-order Tamm plasmons for liquid and gas detection. In *AIP Conference Proceedings*, volume 3241. AIP Publishing, 2024.

[149] Jie Yang, Haoran Zhang, Tao Wang, Israel De Leon, Remo Proietti Zaccaria, Haoliang Qian, Hongsheng Chen, and Gaofeng Wang. Strong coupling of Tamm plasmons and Fabry- Perot modes in a one-dimensional photonic crystal heterostructure. *Physical Review Applied*, 18(1) :014056, 2022.