

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة ابي بكر بلقايد - تلمسان
Université Aboubakr Belkaïd-Tlemcen

كلية التكنولوجيا
Faculté de TECHNOLOGIE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **diplôme** de **MASTER**

En : Télécommunication

Spécialité : Télécommunication Optique

Par :

Fatmi Abdallah

Belhadj yousfi djamel

Sujet

**Étude et conception d'un capteur à
fibre optique à cristaux photoniques
basé sur la résonance des plasmons
de surface**

Soutenu publiquement, le 11/06/2025 , devant le jury composé de :

BADAOUI HADJIRA

CHIKH-BLED HICHAM

DJELTI HAMIDA

Professeur

MCA

MCA

Université de Tlemcen

Université de Tlemcen

Université de Tlemcen

Président

Examineur

Encadreur

Année universitaire : 2024 /2025

Dédicace

Merci Allah de m'avoir donné la capacité d'écrire et de terminer ce mémoire, je souhaite dédier ce travail à mes parents pour leurs soutiens indéfectibles et leurs encouragements tout au long de ma vie. Que dieu les gardes et les protège.

Également, je dédie ce travail à ma femme Fatima Zohra , pour leur patience et leur soutien que m'ont permis de surmonter les difficultés rencontrées durant cette formation.

En particulier, je souhaite dédier ce travail à mes fils Mehdi et Mohammed Iyed, ma fille : Ahlem,. A mes frères et soeurs et tous les membres de ma famille. à mes professeurs et à tous ceux qui ont supervisé ma formation. Je suis également heureux de dédier ce travail a monsieur le president de l'APC de TERNY BENI HDIEL monsieur MADANI YOUSFI Youcef d'avoir m'ont accordée leurs aides et leurs encouragements.

À l'ensemble de mes collègues, étudiants et étudiantes en deuxième année de Master, filière Télécommunications optique À vous tous, merci du fond du cœur.

Djamel

Merci Allah de m'avoir donné la capacité d'écrire et de terminer ce mémoire, Je dédie ce modeste travail aux êtres les plus chers, entre autres, mes parents pour leurs soutiens et leurs patiences durant ces années d'études, ainsi que mes frères "Anes " et "Chahinez".

Je voudrai remercier, aussi, tous ceux et celles qui m'ont accordée leurs aides et leurs encouragements.

À l'ensemble de mes collègues, étudiants et étudiantes en deuxième année de Master, filière Télécommunications optique.

À vous tous, merci du fond du cœur.

Abdallah

Remerciements

Tout d'abord, nous exprimons notre profonde gratitude envers **Allah**, le Tout-Puissant, pour nous avoir comblés de santé, de volonté, de courage et de patience tout au long de cette expérience.

Nous adressons nos remerciements les plus sincères à la **Dr DJELTI Hamida**, Maitre de conférences au Département de Télécommunications, Université de Tlemcen, pour la qualité de son encadrement. Son expertise, sa patience et sa disponibilité ont été précieuses pour la réussite de ce travail de master. Sa guidance a largement contribué au développement de nos compétences et à la concrétisation de notre projet.

Nos remerciements s'étendent également à la **Pr. BADAOUI Hadjera**, Professeure au Département de Télécommunications, Université de Tlemcen, pour l'honneur qu'elle nous a fait en acceptant de présider le jury de ce mémoire.

Nos remerciements s'adressent aussi au **Dr CHIKH-BLED Hicham**, Maitre de conférences au Département de Télécommunications, Université de Tlemcen, pour l'honneur qu'il nous a fait en acceptant d'évaluer ce travail de Master.

Enfin, nous tenons à exprimer notre reconnaissance à toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à notre parcours et à la réalisation de ce travail, que leur présence ait été ponctuelle ou continue.

Résumé

Les capteurs à résonance plasmonique de surface (SPR) ont suscité beaucoup d'intérêt en raison de leur grand potentiel d'être utilisés dans plusieurs applications, notamment, dans la surveillance de l'environnement, la sécurité alimentaire, la détection de liquides, la détection de gaz, la biodétection et les diagnostics médicaux. Les effets SPR sont également utilisés dans les dispositifs optoélectroniques tels que les filtres optiques accordables, les modulateurs, l'imagerie SPR et la surveillance de l'épaisseur des couches minces. L'objectif de ce projet de fin d'études est d'étudier théoriquement et par simulation le capteur à fibre optique à cristaux photonique (FCP) basé sur la résonance plasmonique de surface (RPS). Dans un premier temps, il s'agit de démontrer comment la technologie SPR s'intègre dans la détection PCF existante. En abordant également les propriétés optiques des matériaux plasmoniques (or, argent, cuivre, graphène et aluminium). Dans un second temps, il s'agit d'analyser par la méthode des éléments finis le capteur FCP-SPR, en étudiant les performances de détection telles que, la sensibilité en amplitude et en longueur d'onde, les pertes de confinement (CL) et la plage de détection des analytes RI.

Mots clés :

Biocapteur, fibre optique à cristaux photonique (FCP), résonance plasmonique de surface (RPS), métaux nobles, sensibilité, Comsol multiphysics

Abstract :

Surface plasmon resonance (SPR) sensors have attracted considerable interest due to their great potential for use in several applications, including environmental monitoring, food safety, liquid detection, gas detection, biosensing, and medical diagnostics. SPR effects are also used in optoelectronic devices such as tunable optical filters, modulators, SPR imaging, and thin-film thickness monitoring. The objective of this graduation project is to theoretically and through simulation study the photonic crystal fiber optic sensor (PCF) based on surface plasmon resonance (SPR). The first step is to demonstrate how SPR technology integrates with existing PCF detection, while also addressing the optical properties of plasmonic materials (gold, silver, copper, graphene, and aluminum). In a second step, the FCP-SPR sensor is analyzed using the finite element method, studying the detection performances such as the sensitivity in amplitude and wavelength, the confinement losses (CL) and the detection range of RI analytes.

Keywords:

Biosensor, photonic crystal fiber (PCF), surface plasmon resonance (SPR), noble metals, sensitivity, Comsol multiphysics

ملخص

أجهزة الاستشعار بالرنين البلازموني السطحي (SPR) أثارت الكثير من الاهتمام بسبب إمكاناتها الكبيرة في استخدامها في عدة تطبيقات، بما في ذلك مراقبة البيئة، سلامة الغذاء، الكشف عن السوائل، الكشف عن الغازات، الكشف الحيوي والتشخيصات الطبية. تُستخدم تأثيرات SPR أيضاً في الأجهزة البصرية الإلكترونية مثل الفلاتر البصرية القابلة للتعديل، والمعدلات، وتصوير SPR ومراقبة سمك الطبقات الرقيقة. الهدف من هذا المشروع النهائي هو دراسة نظرياً ومحاكاةً جهاز الاستشعار بالألياف الضوئية البلورية (FCP) القائم على الرنين البلازموني السطحي (RPS) في البداية، يتعلق الأمر بإظهار كيف تتكامل تقنية SPR في الكشف عن PCF الحالي. مع تناول الخصائص البصرية للمواد البلازمونية (الذهب، الفضة، النحاس، الجرافين والألمنيوم). (في مرحلة لاحقة، يتعلق الأمر بتحليل جهاز الاستشعار FCP-SPR باستخدام طريقة العناصر المحدودة، من خلال دراسة أداء الكشف مثل الحساسية في السعة والطول الموجي، وفقدان الاحتجاز (CL) ونطاق كشف المحلات RI

كلمات مفتاحية :

المستشعر الحيوي، الألياف الضوئية البلورية الفوتونية (PCF)، رنين البلازمون السطحي (SPR)، المعادن النبيلة، الحساسية، كومسول مولتي فيزياء

Table des matières

Dédicace	i
Remerciements	iii
Notations et Symboles	x
Introduction générale	1
1 Spécificités des fibres à cristaux photoniques (PCFs)	4
1.1 Introduction	5
1.2 Matériaux à bandes interdites photoniques ou cristaux photoniques	5
1.2.1 Cristaux photoniques unidimensionnels	5
1.2.2 Cristaux photoniques 2D	8
1.2.2.1 Propriétés des cristaux photoniques 2D :	9
1.2.2.2 Cristaux photoniques 3D	9
1.2.3 Propriétés des fibres optiques à cristaux photonique	11
1.2.3.1 Caractéristiques géométriques et physiques des cristaux photoniques :	11
1.3 Modèles physique et bande interdite photoniques	13
1.3.1 Bande interdite photonique	13
1.3.2 Modèle ARROW	13
1.3.3 Modèle des liaisons fortes	14
1.3.4 Diagramme de bande	15
1.4 Des fibres optiques conventionnelles aux PCF	17
1.4.1 Principe de guidage :	17
1.4.2 Types des fibres optiques à cristaux photoniques	17
1.5 Types de guidage	19
1.5.1 Guidage par Bande Interdite Photonique :	19
1.5.2 Guidage par Réflexion Totale Interne :	20
1.5.3 Avantages et inconvénients des fibres optiques PCFS	21
1.5.3.1 Avantages :	21
1.5.3.2 Inconvénients	21
1.6 Propriétés et applications des fibres optiques PCF	23
1.6.1 Caractéristiques optiques des Fibres optiques PCFS	23
1.6.1.1 Longueur d'onde de coupure et caractère infiniment monomode	23
1.6.1.2 L'indice effectif	24
1.6.1.3 Dispersion chromatique	25
1.6.1.4 Les pertes (L'atténuation)	26
1.6.1.5 Biréfringence	29
1.6.1.6 L'aire effective	30
1.7 Applications des fibres optiques à base des cristaux photoniques	31
1.8 Conclusion	35

2	Capteurs à fibres optiques	36
2.1	Introduction	37
2.2	Architectures des capteurs	37
2.3	Caractéristiques descapteurs à fibres optique	38
2.3.1	Résolution	38
2.3.2	Fonction de transfert	38
2.3.3	Fiabilité	38
2.3.4	Sélectivité	39
2.3.5	Etalonnage	39
2.3.6	Linéarité	39
2.3.7	Caractéristiques statistiques	40
2.3.8	La rapidité	40
2.3.9	Sensibilité	41
2.3.10	Limite de détection	42
2.4	Différents types de capteurs a fibres optiques	42
2.4.1	Capteur de déplacement	42
2.4.2	Capteur de température	42
2.4.3	Endoscopie	43
2.4.4	Capteurs chimiques	45
2.5	Résonance plasmonique	45
2.5.1	Principe physique de la génération d'onde de plasmon de surface	45
2.5.2	Influence du choix du métal	46
2.5.3	Propriétés optiques des métaux et des plasmons	47
2.5.3.1	Modèle de Drude pour les métaux	47
2.5.4	Plasmons	48
2.6	Le phénomène de résonance plasmonique de surface	50
2.6.1	Plasmons à l'interface métal / diélectrique	50
2.6.2	Propriétés des plasmons de surface	53
2.6.2.1	Extension spatiale des plasmons de surface	53
2.6.2.2	Relation de dispersion	54
2.7	Couplage photons-plasmons de surface	55
2.7.0.1	Couplage par prisme	56
2.7.0.2	Couplage par réseau de diffraction	57
2.8	Capteur a cristaux photoniques basés sur les plasmons de surface	58
2.8.1	Principe de fonctionnement	58
2.8.2	Conditions d'excitation d'un plasmon de surface dans une fibre optique Plasmon	59
2.9	Conclusion	61
3	Modèle physico-optique du capteur PCF à base de PPS	62
3.1	Introduction	63
3.2	Rappels : métaux et ondes électromagnétiques	63
3.2.1	Équations de Maxwell	63
3.2.2	Conditions aux limites	64
3.2.3	Permittivité des métaux	65
3.3	Principe physique de la génération d'onde de plasmon de surface	67
3.3.1	Résonance des plasmons de surface : configuration de Kretschmann	67
3.3.2	Interrogation angulaire : réflectivité et coefficients de Fresnel	72
3.3.3	Approximation de Kretschmann-Raether	75
3.3.4	Approximation de Kurihara	77
3.4	Résonance des plasmons de surface dans une fibre optique	79
3.4.1	Calcul de la réflectivité dans une fibre optique	80

3.4.2	Calcul de la puissance transmise par une fibre	82
3.5	Propriétés optiques des différents milieux	85
3.5.1	Dispersion chromatique de la silice	85
3.5.2	Fonction diélectrique d'un métal noble	86
3.5.2.1	Nature et choix du métal	88
3.5.2.2	Fonction diélectrique expérimentale de couches minces d'or	89
3.5.2.3	Modélisation de la fonction diélectrique de l'or	90
3.5.3	Permittivité optique du milieu diélectrique	92
3.5.3.1	Discrétisation des équations	94
3.5.3.2	Conditions aux limites (PML)	96
3.6	Conclusion	98
4	Resultats et interpretations	99
4.1	Introduction	100
4.2	Description du simulateur Comsol multiphysique	100
4.3	Résultats et interprétations	102
4.3.1	Conception et principe de fonctionnement du capteur PCF double cœur basé sur la PPS	102
4.3.1.1	Pertes de confinement	103
4.3.1.2	Effet de la polarisation sur les pertes de confinement	104
4.3.1.3	Effet de la polarisation sur l'indice de réfraction effectif	105
4.3.2	Cartographie du champ électrique du mode cœur dans BS1-FPC-PPS	106
4.3.3	Cartographie du champ électrique du mode PPS dans BS1-FPC-PPS	108
4.3.3.1	Effet de l'indice de réfraction de l'analyte sur les pertes de confinement	108
4.3.3.2	Effet de l'épaisseur de métal sur la sensibilité	110
4.3.3.3	Effet de l'épaisseur du métal sur la sensibilité	112
4.4	Conclusion	114
	Conclusion générale	116
	Bibliographie	118

Table des figures

1.2.1	Cristaux photoniques unidimensionnel 1D [4].	6
1.2.2	Structure carrée [6].	7
1.2.3	Structure triangulaire [6].	7
1.2.4	Structure hexagonal [6].	8
1.2.5	Cristaux photoniques unidimensionnels, bidimensionnels et tridimensionnels [9].	10
1.2.6	Périodes d'un cristal photonique unidimensionnel	12
1.3.1	(a) Schéma du guide d'onde dont le confinement est réalisé dans la couche supérieure, par réflexion totale interne au-dessus et par réflexion anti résonante en dessous. (b) Illustration des bandes de transmissions du guide, interrompus pas les fréquences de résonances	14
1.3.2	(a) illustration d'un guide optique ainsi que le diagramme de dispersion des deux premiers modes pouvant se propager dans ce guide. (b) illustration de plusieurs guides régulièrement espacées avec le diagramme de dispersion de cette structure [18].	15
1.3.3	Diagramme de bandes d'un cristal photonique (polarisation TE, réseau triangulaire).	16
1.3.4	Diagramme de bandes d'un cristal photonique (polarisation TM, réseau triangulaire)	16
1.4.1	Un exemple de sections transverses des deux familles de fibres à cristaux photoniques.(a) une fibre a cœur creux. (b) une fibre à cœur plein [17].	17
1.5.1	Principe de guidage dans les fibres photoniques à BIP [18].	19
1.5.2	Principe de guidage dans les fibres photoniques à RTI [19].	20
1.6.1	Comportement modal des fibres micro structurées en fonction de la longueur d'onde normalisée a/λ pour des différents rapports de remplissage d/Λ	24
1.6.2	Variation de l'indice effectif de la silice en fonction de la longueur d'onde	25
1.6.3	Courbe d'atténuation d'une fibre micro-structurée en verre de composition AsSe [27].	27
1.6.4	Variation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde.	29
1.6.5	Aire effective calculée à la longueur d'onde $1.55\mu m$ pour des différents rapports d/Λ	30
1.7.1	Fibre optique utilisée pour les capteurs [46].	34
1.7.2	Laser à fibre optique [46].	34
1.7.3	Spectromètre à fibre optique [46].	35
2.3.1	L'étalonnage dans un capteur [50].	39
2.3.2	Exemple de linéarisation de caractéristique [51].	40
2.3.3	Schéma représentatif d'une chaine de mesure [52].	41
2.4.1	Endoscopie rigide	44
2.4.2	Formation en endoscopie [52]	44

2.5.1	Constantes diélectriques du verre (BK7) (a) et de l'or, sa partie réelle (b), et sa partie imaginaire (c), en fonction de la longueur d'onde.	48
2.5.2	Oscillations électroniques à l'interface métal / diélectrique	49
2.6.1	Orientation du plan à l'interface diélectrique / métal. β représente le vecteur de propagation du plasmon le long de l'interface	51
2.6.2	Extension spatiale d'un plasmon de surface dans les directions z (a) et x (b).	53
2.6.3	Relation de dispersion des plasmons de surface.	54
2.7.1	Configuration de Kretschmann (a) et d'Otto (b) pour le couplage de plasmons de surface.	56
2.7.2	Couplage photon-plasmon par ATR.	57
2.7.3	Diffraction d'une onde incidente par un motif périodique.	57
2.7.4	Couplage lumière-plasmon par réseau de diffraction.	58
2.8.1	Principe de fonctionnement d'un détecteur a SPR sur un prisme. [67]	59
2.8.2	propagation des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal. [68]	60
2.8.3	représentation des charges et des champs électromagnétiques associés aux plasmons de surface. [68]	61
3.2.1	Dispersion de la partie réelle et de la partie imaginaire de la permittivité complexe de l'or.	66
3.3.1	(a) Configuration du système qui observe l'excitation d'un SPP à la frontière d'un faisceau lumineux. (b) Profils d'intensité du champ magnétique dans l'onde incidente à la fente, pour $z < Z_0 = 0$ (illustration supérieure) et au niveau du film métallique, $z = 0$	69
3.3.2	Répartition de l'intensité du champ magnétique diffusé du faisceau lumineux ($\lambda = 0.8\mu m$) dans la configuration de l'effet Kretschmann :(a) vue d'ensemble;(b) zoom sur la zone délimitée par le rectangle en pointillés dans la figure (a).	70
3.3.3	Spectre spatial de l'onde à l'interface diélectrique-métal, exprimé par les fonctions $h(k_x)$ (trait plein) et $\varphi(k_x)$ (trait pointillé).	71
3.3.4	Interaction de la lumière avec une couche mince : réflexion et réfraction.	72
3.3.5	Schéma illustrant les champs électromagnétiques incident (i), réfléchi (r) et transmis (m) à une interface plane entre deux milieux distincts : à gauche, pour une polarisation de type p (transverse magnétique, TM) ; à droite, pour une polarisation de type s (transverse électrique, TE). Pour une onde de polarisation p (TM)	73
3.3.6	Illustration du couplage par prisme, configuration de Kretschmann	74
3.3.7	Variation de la reflectance en fonction de l'indice du milieu extérieur : (a) : 1,33, (b) : 1,35, (c) : 1,36, (d) : 1,37, (e) : 1,38, (f) :1,40. Simulation réalisée à partir de l'expression de la réflectivité de Fresnel avec les paramètres suivants : longueur d'onde ($\lambda = 600 \text{ nm}$; $n_p = 1,8$; $(\epsilon_m)(600nm) = -15,999 + i0,448$; $e = 50nm$)	75
3.3.8	Variation de la réflectance en fonction de l'indice du milieu extérieur : simulation réalisée à l'aide de la forme symétrique du modèle de Kretschmann pour les indices (a) 1,33, (b) 1,35, (c) 1,36, (d) 1,38, et (e) 1,40. Paramètres de la simulation : longueur d'onde ($\lambda = 600nm$; $n_p = 1,8$; $\epsilon_m(600nm) = -15,999 + ix0.448$; $e = 50 \text{ nm}$).	77
3.3.9	Variation de la reflectance en fonction de l'indice du milieu extérieur : (a) : 1,33, (b) : 1,35, (c) : 1,36, (d) : 1,38, (e) :1,40. Simulations réalisées avec la forme asymétrique du modèle de Kurihara ($\lambda = 800 \text{ nm}$; $n_p = 1,8$; $\epsilon'_m(800 \text{ nm}) = -23,485 + i \times 2,047$; $e = 50 \text{ nm}$).	78

3.3.10	Comparaison des simulations obtenues selon les trois modèles suivants : Fresnel (ligne rouge continue), Kurihara (ligne bleue en pointillés) et Kretschmann (ligne verte en tirets) pour une longueur d'onde ($\lambda = 800 \text{ nm}$; $n_p = 1,8$; $\varepsilon'_m(800 \text{ nm}) = -3,485 + i \times 2,047$; $n_s = 1,38$; $e = 50 \text{ nm}$).	79
3.4.1	Représentation de la zone sensible dans un capteur SPR fibre optique.	79
3.4.2	Schéma d'un système multicouche.	80
3.4.3	Schéma illustrant la puissance transmise dans une fibre optique, mettant en évidence les réflexions successives du faisceau lumineux entre le cœur et la gaine.	83
3.4.4	Schéma illustrant la face de sortie de la fibre optique, montrant la distribution angulaire du flux lumineux émis.	83
3.4.5	Schéma illustrant la définition de l'angle à l'interface entre la fibre optique et la couche métallique.	84
3.5.1	Schéma de principe du capteur à fibre optique avec résonance plasmon de surface (FO-SPR).	85
3.5.2	Courbe de dispersion chromatique de l'indice de réfraction du cœur en silice.	85
3.5.3	Dispersion chromatique de l'indice de réfraction du cœur en silice selon le modèle de Schott, défini par : $(n = P_1 + P_2\lambda^2 + P_3\lambda^{-2} + P_4\lambda^{-4} + P_5\lambda^{-6} + P_6\lambda^{-8})$ (λ en μm).	86
3.5.4	présente la réponse d'un capteur à fibre optique utilisant ces quatre métaux.	89
3.5.5	Fonction diélectrique (partie réelle et imaginaire) de l'or mesurée par Palik [87] et Christy [86].	90
3.5.6	Partie réelle de la fonction diélectrique de l'or. Les résultats expérimentaux () sont ajustés avec le modèle de Drude-Lorentz (*).	91
3.5.7	Partie imaginaire de la fonction diélectrique de l'or. Les résultats expérimentaux () sont ajustés avec le modèle de Drude-Lorentz (*).	91
3.5.8	Coefficient d'absorption et indice de réfraction (partie imaginaire et réelle) d'un milieu absorbant (modèle de Lorentz).	93
3.5.9	Discrétisation spatiale du volume de calcul [94].	95
3.5.10	Technique PML en 2D.	97
4.2.1	illustration de l'écran du logiciel Comsol Multiphysique.	101
4.3.1	(a) Première structure d'un BS1 FPC-PPS, (b) le maillage	103
4.3.2	(a) Deuxième structure d'un BS1 FPC-PPS, (b) le maillage	103
4.3.3	Pertes de confinement dans le BS1-FPC-PPS et le BS2 FPC-PPS selon la polarisation y	104
4.3.4	La partie réelle de l'indice effectif dans BS1-FPC-PPS et BS2 FPC-PPS selon la polarisation y	105
4.3.5	Cartographie du champ électrique dans BS1-FPC-PPS a base de la silice pour $\lambda = 640 \text{ nm}$, $n_a = 1.33$	106
4.3.6	Cartographie du champ électrique dans BS2-FPC-PPS a base de la silice pour $\lambda = 640 \text{ nm}$, $n_a = 1.33$	107
4.3.7	Cartographie du champ électrique dans BS2-FPC-PPS a base de la Nb2O5 pour $\lambda = 800 \text{ nm}$, $n_a = 1.33$	107
4.3.8	Cartographie du champ électrique du mode PPS dans BS1-FPC-PPS a base de la silice pour (a) $\lambda = 800 \text{ nm}$ et 660 nm (b), $n_a = 1.33$	108
4.3.9	Effet de l'indice de réfraction de l'analyte sur les pertes de confinement dans la structure BS1-FPC-PPS a base de la silice [96]	108

4.3.10	Effet de l'indice de réfraction de l'analyte sur les pertes de confinement dans la structure BS2-FPC-PPS a base de la silice.	109
4.3.11	Variation del'épaisseur de métal en fonction du facteur de confinement dans la structure BS2-FPC-PPS.	110
4.3.12	Variation del'épaisseur de métal en fonction du facteur de confinement dans la structure BS1-FPC-PPS	111
4.3.13	Variation del'épaisseur de métal en fonction du facteur de confinement dans la structure BS2-FPC-PPS sur Nb2O5	113

Liste des tableaux

2.6.1 Résolutions des équations de Maxwell, modes TE et TM	52
2.6.2 Graphique de dispersion pour les modes TE et TM	53
3.5.1 Paramètres employés pour le calcul de la fonction diélectrique de l'aluminium, du cuivre, de l'argent et de l'or	89
3.5.2 les valeurs des paramètres ajustés selon le modèle Drude-Lorentz	92
4.3.1 Comparaison des performances des capteurs SPR à base de PCF du modèles des deux structures en faisant varier l'indice de réfraction de l'analyte. . .	114

Notations et Symboles

RPS résonance plasmonique de surface

FCP fibre optique à cristaux photonique

SPPs Surface Plasmon Polaritons

BIP bandes interdites photoniques

fcc cristal cubique à faces centrées

RTI réflexion totale interne

FMAS La fibre microstructurée air/silice

FOM fibre optique micro-structurée

DL diode laser

LSP plasmons de surface localisés

Introduction générale

Avec les avancées rapides dans les domaines de la nanotechnologie et de la photonique, le développement de biocapteurs à haute sensibilité et sélectivité est devenu un enjeu majeur dans des secteurs tels que la santé, la sécurité alimentaire, l'environnement et la recherche biomédicale. Parmi les différentes approches explorées, l'utilisation combinée de cristaux photoniques et de plasmon polaritons de surface (Surface Plasmon Polaritons, SPPs) représente une voie prometteuse pour améliorer les performances des dispositifs de détection.

Les cristaux photoniques sont des structures périodiques qui modifient la propagation des ondes électromagnétiques de manière similaire à celle des cristaux électroniques sur les électrons. En créant des bandes interdites photoniques (band gaps), ces structures permettent de contrôler et de manipuler la lumière avec une grande précision. Lorsqu'ils sont intégrés dans un biocapteur, les cristaux photoniques peuvent amplifier les signaux optiques et améliorer la sensibilité à des changements infimes de l'indice de réfraction provoqués par des interactions biomoléculaires.

Parallèlement, les plasmon polaritons de surface sont des ondes électromagnétiques couplées aux oscillations collectives des électrons libres à l'interface entre un métal et un diélectrique. Ces modes de surface sont extrêmement sensibles aux variations de l'environnement local, en particulier à la présence de biomolécules à la surface métallique. L'exploitation des SPPs dans les biocapteurs permet ainsi de détecter des concentrations très faibles d'analytes, rendant possible une détection rapide, label-free et en temps réel. La combinaison synergique de cristaux photoniques et de plasmonique de surface dans un même dispositif permet de bénéficier des avantages des deux approches : la localisation et l'intensification des champs électromagnétiques, l'amélioration du facteur de qualité des résonances, ainsi que l'optimisation des conditions de couplage entre les modes photoniques et plasmoniques. Cette approche hybride ouvre la voie à la conception de biocapteurs optiques ultra-sensibles, compacts, et compatibles avec les technologies d'intégration sur puce.

La structure de ce mémoire est articulée autour de quatre chapitres principaux : Le premier chapitre offre un aperçu détaillé des avancées récentes dans le domaine des fibres optiques à base des cristaux photoniques. Nous y examinons les différentes structures de fibres, les matériaux utilisés, ainsi que les applications potentielles dans les domaines des télécommunications, de la santé et de la recherche scientifique.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons les fondements théoriques nécessaires à la compréhension et à la conception d'un biocapteur à base de cristaux photoniques couplés

aux plasmon polaritons de surface.

Dans le troisième chapitre, nous présentons les différentes approches de modélisation utilisées pour étudier le comportement optique des capteurs optiques basée sur les plasmons polaritons de surface.

Le dernier chapitre se concentre sur la présentation et l'analyse des résultats obtenus à partir de nos simulations en utilisant le logiciel COMSOL. Ce chapitre vise ainsi à explorer les principes fondamentaux, la conception, ainsi que les performances attendues d'un biocapteur optique basé sur un cristal photonique intégré avec un mode plasmonique de surface.

CHAPITRE 1

Spécificités des fibres à cristaux photoniques (PCFs)

1.1 Introduction

Une technologie récente dans la fabrication des cristaux photoniques a conduit au développement d'une nouvelle génération de fibres optiques, appelées fibres à cristaux photoniques. Ces fibres présentent des atouts majeurs tels qu'une dispersion contrôlable, une très faible perte de confinement, ainsi qu'une grande souplesse de conception [1].

Également désignées sous les noms de fibres à microstructures ou fibres à trous, elles sont constituées d'un cœur entouré d'une gaine formée d'un cristal photonique bidimensionnel, intégrant des trous d'air alignés sur toute la longueur. Cette configuration particulière leur confère des propriétés optiques remarquables. À la différence des fibres optiques classiques, ces fibres sont capables de guider la lumière non seulement par le principe de la réflexion interne totale, mais aussi grâce à l'effet de bande interdite photonique [2].

1.2 Matériaux à bandes interdites photoniques ou cristaux photoniques

Dans les cristaux photoniques, la structure présente une variation périodique de l'indice optique selon une ou plusieurs directions spatiales. Cette modulation régulière de l'indice crée des plages de fréquences spécifiques dans lesquelles la lumière ne peut pas se propager. Par analogie avec le comportement des électrons dans un cristal atomique, ces plages interdites à la propagation de la lumière sont appelées bandes photoniques interdites [3]. On distingue trois principales catégories de cristaux photoniques, selon le nombre de directions dans lesquelles la constante diélectrique est périodique :

- Unidimensionnelle
- Bidimensionnelle
- Tridimensionnelle

1.2.1 Cristaux photoniques unidimensionnels

Les structures périodiques simples, appelées miroirs de Bragg, représentent des cristaux photoniques unidimensionnels (1D). Elles sont constituées d'une alternance de couches planes de matériaux diélectriques, chacune ayant une épaisseur égale au quart de la longueur d'onde guidée ($\frac{\lambda}{4}$) dans le matériau, où λ désigne la longueur d'onde de la lumière à l'intérieur de la structure.



FIGURE 1.2.1 – Cristaux photoniques unidimensionnel 1D [4].

De nombreux théoriciens ont tenté d'ajuster les dimensions des structures afin de générer des bandes interdites photoniques (BIP) complètes, bien que celles-ci présentent une utilité limitée. En fonction de la configuration du réseau, on distingue trois grandes catégories de matériaux à BIP bidimensionnelle [5].

a. **Réseau carré :**

Les nœuds du réseau se trouvent sur un carré ayant pour côté « a » (Figure 1.2.2). Il a été démontré que ce genre de réseau est particulièrement réceptif à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique. Il est donc ardu d'obtenir une bande interdite intégrale, c'est-à-dire une bande interdite qui bloque la propagation peu importe la polarisation [5].

Dans ce type de structure, les nœuds du réseau sont disposés selon un motif carré de côté « a » (voir Figure 1.2.2). Il a été démontré que ce type de réseau est particulièrement sensible à l'angle d'incidence ainsi qu'à la polarisation de l'onde électromagnétique. Cette sensibilité rend difficile l'obtention d'une bande interdite complète, c'est-à-dire une bande empêchant la propagation de la lumière quelle que soit sa polarisation [5].

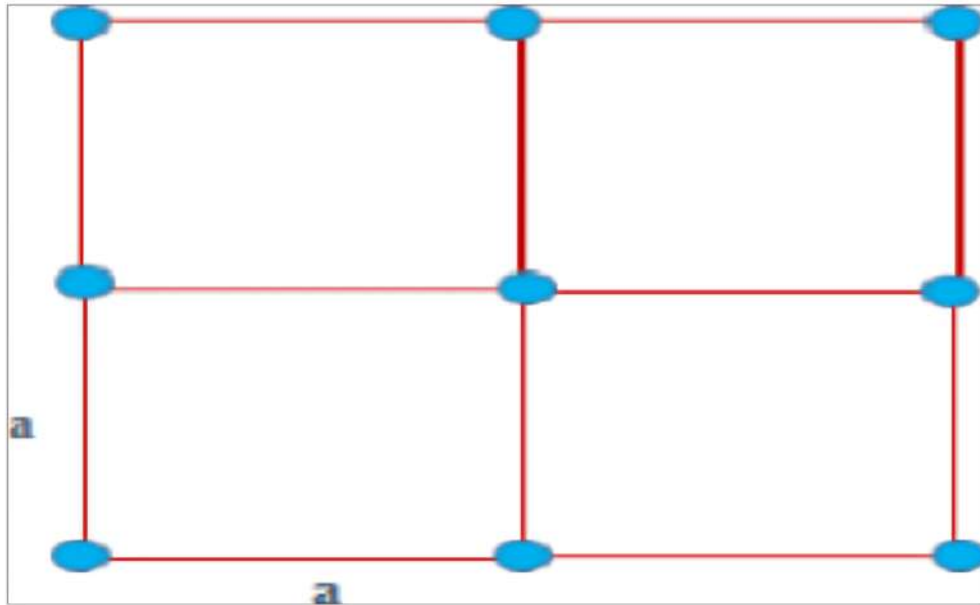


FIGURE 1.2.2 – Structure carrée [6].

b. Réseau triangulaire :

Lorsqu'on ne considère qu'un seul « atome » par maille, le réseau triangulaire se distingue comme la configuration bidimensionnelle présentant la symétrie la plus élevée. Sa zone de Brillouin prend la forme d'un hexagone, et la distance entre chaque point du réseau et ses voisins immédiats est constante, égale à « a » (voir Figure 1.2.3). Cette structure est moins sensible à l'angle d'incidence que le réseau carré, mais il reste difficile d'y obtenir une bande interdite complète, c'est-à-dire indépendante de la polarisation de la lumière [6].

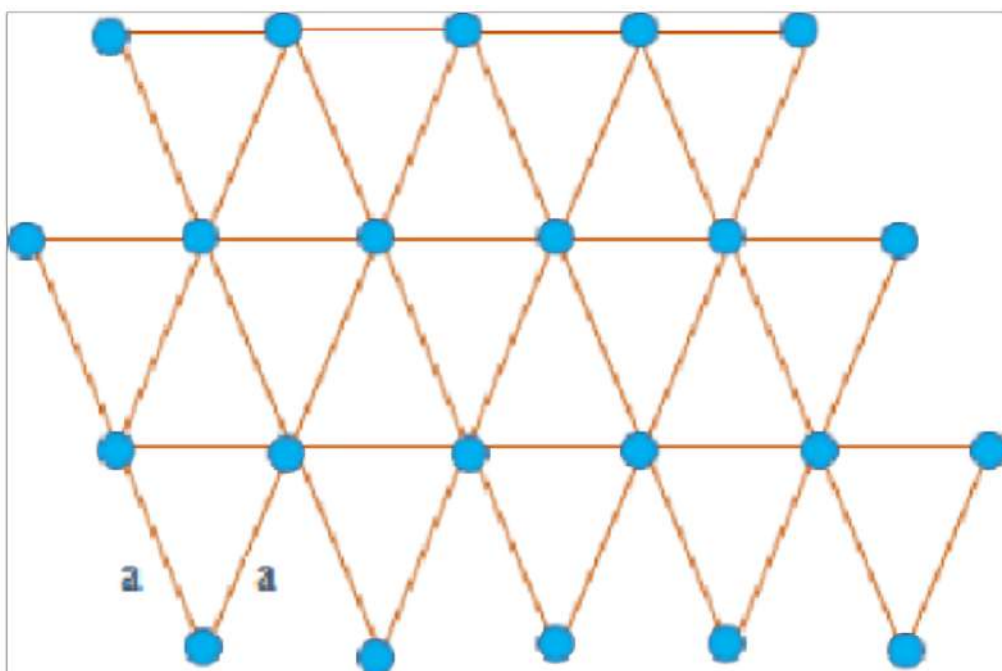


FIGURE 1.2.3 – Structure triangulaire [6].

c. Réseau hexagonal :

Lorsque tous les nœuds d'un réseau hexagonal sont identiques et espacés d'une distance « a » (voir Figure 1.2.4), cette configuration est appelée « graphite », en référence à sa similitude avec la structure cristalline du graphite.

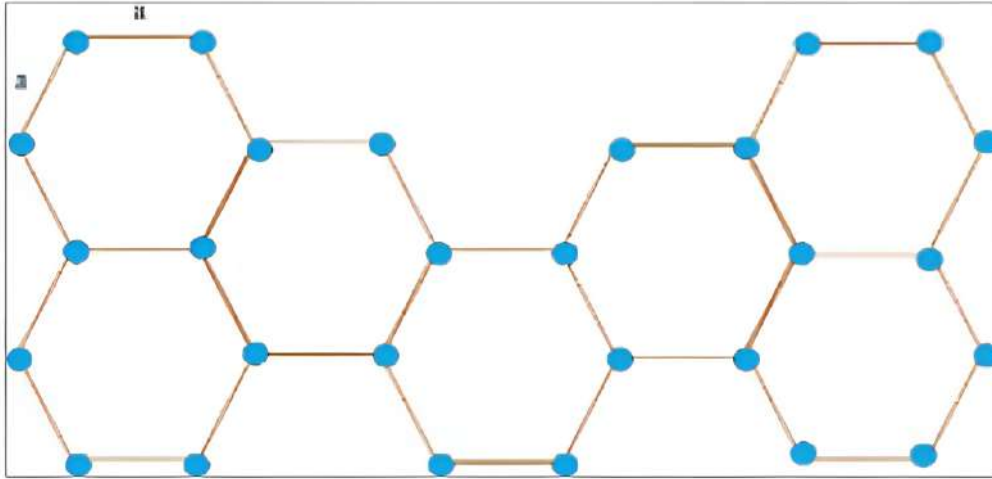


FIGURE 1.2.4 – Structure hexagonal [6].

1.2.2 Cristaux photoniques 2D

On peut obtenir ces cristaux photoniques 2D par plusieurs méthodes, telles que l'insertion de tiges diélectriques dans l'air ou un autre matériau, ou la fabrication d'une trame de trous forés dans un matériau diélectrique. Les cristaux photoniques bidimensionnels se constituent de strates de substances disposées périodiquement, générant un gap photonique, ou plus précisément, une plage de fréquences dans laquelle la lumière est incapable de se diffuser à travers le matériau. Les cristaux photoniques bidimensionnels agissent en tant que filtre optique, séparent la lumière en deux éléments distincts : un élément qui peut se diffuser à travers le cristal et un autre qui est empêché de le faire. L'interaction entre la lumière et la structure périodique du cristal génère le band-gap photonique [7]. Il existe différents types de cristaux photoniques 2D, qui peuvent être classés en deux catégories principales :

Les cristaux photoniques bidimensionnels (2D) peuvent être fabriqués par différentes méthodes, telles que l'insertion de tiges diélectriques dans l'air ou dans un autre matériau, ou encore par la gravure de trous dans un matériau diélectrique. Ces structures sont constituées de couches de matériaux disposées de manière périodique, ce qui engendre un band-gap photonique : une plage de fréquences dans laquelle la lumière ne peut pas se propager à travers le matériau.

Ces cristaux 2D agissent comme de véritables filtres optiques, séparant la lumière en deux

composants distincts :

- un composant autorisé à se propager à travers la structure,
- un autre bloqué par celle-ci.

Ce phénomène résulte de l'interaction entre la lumière et la périodicité de la structure, ce qui donne naissance à un bande-gap photonique [6]. Il existe deux grandes catégories de cristaux photoniques 2D :

- Cristaux photoniques à structure périodique : ces structures présentent une organisation régulière et répétitive des matériaux.
- Cristaux photoniques à structure non périodique : bien qu'ils ne suivent pas un schéma régulier, leur organisation désordonnée permet néanmoins la formation d'un bande-gap photonique.

1.2.2.1 Propriétés des cristaux photoniques 2D :

Les cristaux photoniques bidimensionnels (2D) possèdent plusieurs propriétés remarquables, notamment la formation d'un gap photonique qui permet un contrôle sélectif de la propagation de la lumière.

- Réflexion et transmission : les cristaux photoniques 2D peuvent soit réfléchir, soit transmettre la lumière, ce qui permet de contrôler efficacement sa trajectoire.
- Polarisation : ces cristaux ont également la capacité de modifier la polarisation de la lumière, offrant ainsi un moyen de maîtriser l'orientation du champ électrique

1.2.2.2 Cristaux photoniques 3D

Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D) sont conçus avec une disposition périodique d'éléments en trois dimensions, tels que des vides d'air ou des tiges, organisés selon un motif répétitif. Cette organisation particulière permet la création d'un bande-gap photonique, c'est-à-dire une plage de fréquences dans laquelle la lumière ne peut pas se propager à travers le matériau [8]. Ce gap de bande peut être conçu pour se produire à des longueurs d'onde spécifiques, ce qui rend possible le contrôle sélectif de la lumière. L'interaction entre la lumière et la disposition périodique des éléments constitutifs génère le gap photonique. Les ondes lumineuses interagissent avec la structure, provoquant leur courbure ou réflexion, ce qui engendre la formation de la bande interdite.

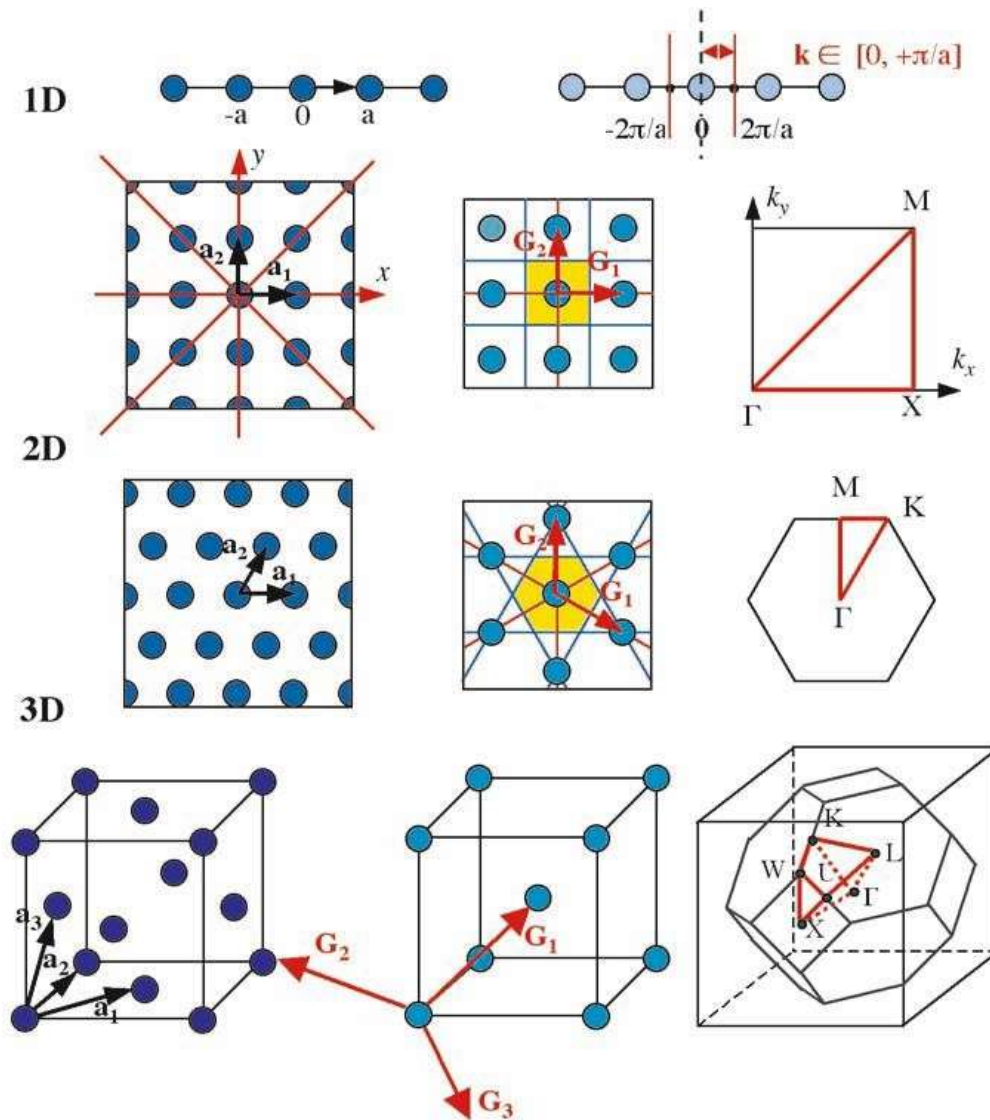


FIGURE 1.2.5 – Cristaux photoniques unidimensionnels, bidimensionnels et tridimensionnels [9].

À gauche, on trouve les cristaux avec leurs zones de Brillouin correspondantes, représentées au centre et à droite. Pour les cristaux unidimensionnels, la première zone de Brillouin correspond à l'intervalle $[-\frac{\pi}{a}, +\frac{\pi}{a}]$ tandis que la zone de Brillouin irréductible est définie par l'intervalle $[0, \frac{\pi}{a}]$. Dans le cas des cristaux bidimensionnels, les figures centrales illustrent les premières zones de Brillouin (en gris clair), alors que celles situées à droite montrent les zones de Brillouin irréductibles, délimitées par des lignes épaisses.

Pour le cristal cubique à faces centrées (fcc), la figure centrale représente le réseau réciproque cubique centré, tandis que la figure de droite montre deux zones distinctes :

- la première zone de Brillouin, qui a la forme d'un octaèdre tronqué,
- la zone de Brillouin irréductible, un polyèdre défini par les points Γ, X, U, L, W et K [9].

— **Propriétés des cristaux photoniques 3D :**

Certaines des propriétés clés des cristaux photoniques 3D incluent :

- Émission directionnelle : Le cristal a la capacité de produire de la lumière dans un sens précis, ce qui est bénéfique pour des utilisations comme les technologies basées sur le laser.
- Sélectivité spectrale : ils peuvent être conçus pour manipuler la lumière à des longueurs d'onde spécifiques, une caractéristique essentielle pour les systèmes de communication optique.
- Confinement lumineux : Le cristal a la capacité de piéger la lumière au sein de sa structure, une propriété bénéfique pour des utilisations comme les guides d'onde et les résonateurs optiques.
- Indice de réfraction négatif : Le cristal peut révéler un indice de réfraction négatif, ouvrant ainsi la voie à l'élaboration d'appareils optiques innovants comme les lentilles idéales et les équipements d'affichage .

1.2.3 Propriétés des fibres optiques à cristaux photonique

1.2.3.1 Caractéristiques géométriques et physiques des cristaux photoniques :

Un cristal photonique se caractérise par plusieurs éléments : les matériaux qui le composent, le système cristallin selon lequel ces matériaux sont arrangés, ainsi que les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal. Les grandeurs représentatives de ces caractéristiques [10] sont les suivantes :

- **Symétrie :**

L'organisation des éléments constitutifs d'un cristal photonique détermine la symétrie du réseau. Par exemple, un cristal photonique 3D composé de particules sphériques peut présenter une symétrie cubique, hexagonale compacte (HE) ou cubique à faces centrées (CFC) [11]

- **paramètre du réseau :**

Il correspond à la distance fondamentale entre deux éléments du cristal. Ce paramètre permet d'identifier la plage spectrale dans laquelle le cristal photonique interagit avec les ondes électromagnétiques [12]

- **Facteur de remplissage :**

Le facteur de remplissage f peut être comparé à l'amplitude du potentiel périodique en physique des solides. Lorsqu'on considère un matériau à indice élevé, ce facteur

correspond au rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume total de cette cellule. L'impact de ce facteur sur le comportement de la structure photonique s'analyse par analogie avec le potentiel périodique créé par l'agencement des atomes dans un semi-conducteur [13]

— **Contraste d'indice de réfraction :**

Le contraste d'indice désigne la différence entre l'indice de réfraction du matériau de la matrice diélectrique et celui des motifs qui forment le réseau. Pour une structure unidimensionnelle, le contraste d'indice est défini par la relation suivante :

$$\delta = \frac{n_H}{n_L} \quad (1.2.1)$$

Avec :

n_H : L'indice de réfraction de la couche diélectrique de haut indice.

n_L : L'indice de réfraction de la couche diélectrique de bas indice. Pour une structure bidimensionnelle, le contraste d'indice est la différence entre les indices du milieu et des motifs.

— **Périodes :**

Ces paramètres géométriques, choisis en fonction de la gamme de fréquences étudiée, influencent les propriétés de la bande interdite photonique. Par exemple, dans un cristal photonique unidimensionnel, la périodicité «a» est définie comme la somme ($a = a_1 + a_2$), où a_1 est l'épaisseur de la couche avec une permittivité ε_1 et a_2 celle la couche ayant une permittivité ε_2 [14].

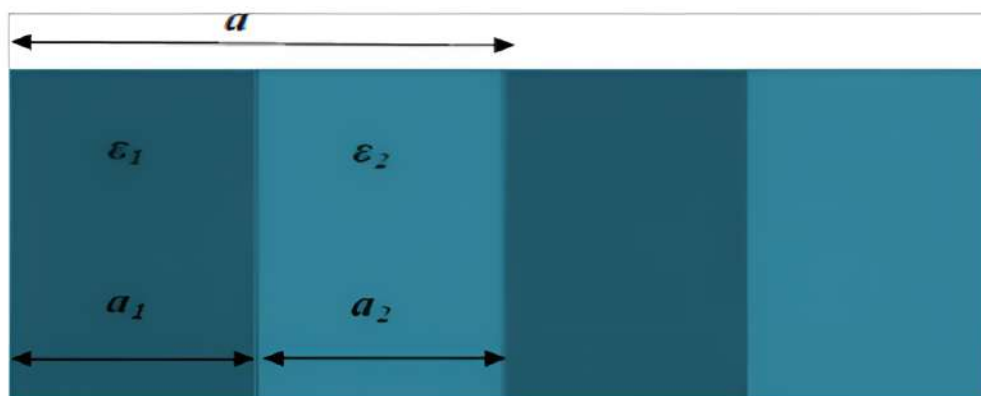


FIGURE 1.2.6 – Périodes d'un cristal photonique unidimensionnel

1.3 Modèles physique et bande interdite photoniques

1.3.1 Bande interdite photonique

Dans un matériau semi-conducteur, la variation périodique du potentiel d'interaction entre les électrons et les atomes limite ces derniers à certains niveaux d'énergie spécifiques. Cela entraîne la formation de bandes d'énergie autorisées, séparées par des zones d'énergie interdites. De façon analogue, une bande interdite photonique d'un cristal est dite complète (ou totale) lorsque, pour la plage de fréquences considérée, aucune mode électromagnétique ne peut se propager dans le cristal. Autrement dit, une onde dont la fréquence se situe dans cette bande interdite totale ne peut traverser le cristal, quel que soit sa polarisation ou sa direction de propagation [15].

1.3.2 Modèle ARROW

Conçu par le physicien Kenneth Arrow [16], le modèle ARROW est un cadre théorique utilisé pour étudier les propriétés électroniques des matériaux, notamment leur conductivité électrique en relation avec leur structure cristalline et la distribution des électrons dans les bandes d'énergie. Initialement développé pour analyser la propagation des ondes dans un guide planaire, ce modèle a été adapté pour inclure un cœur à faible indice de réfraction entouré d'une couche anti-résonante appelée « POLY-Si », dont l'indice est supérieur à celui du cœur. Cette configuration est spécialement conçue pour créer un effet d'anti-résonance, permettant de confiner efficacement la lumière dans le cœur du guide d'ondes tout en limitant les pertes par diffusion dans les couches environnantes [17].

Les guides ARROW sont largement utilisés dans divers domaines de l'optique intégrée, notamment dans les dispositifs photoniques intégrés, les capteurs optiques, les modulateurs optiques et les lasers. Ils présentent plusieurs avantages, tels qu'une faible sensibilité aux défauts de fabrication, une grande flexibilité de conception et une compatibilité avec les procédés industriels de production des semi-conducteurs.

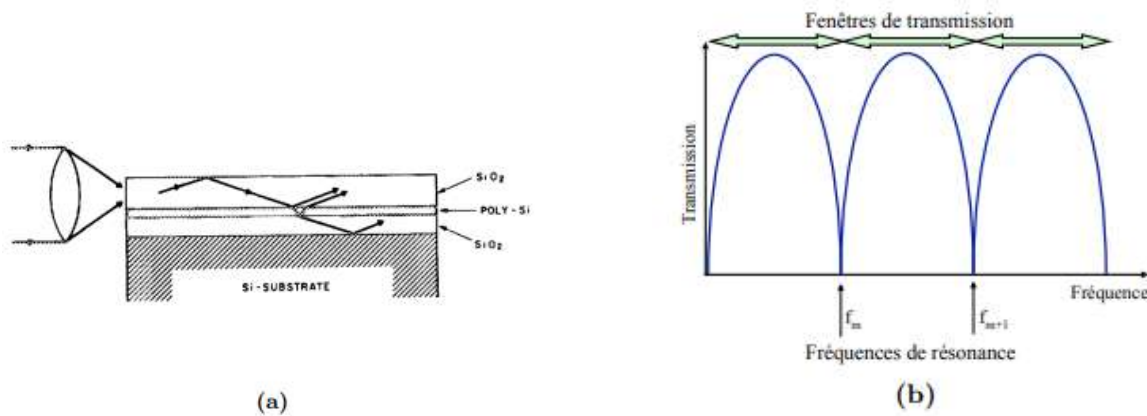


FIGURE 1.3.1 – (a) Schéma du guide d'onde dont le confinement est réalisé dans la couche supérieure, par réflexion totale interne au-dessus et par réflexion anti résonante en dessous. (b) Illustration des bandes de transmissions du guide, interrompus pas les fréquences de résonances

Les guides Arrow trouvent une utilisation répandue dans plusieurs secteurs de l'optique intégrée, y compris les dispositifs photoniques intégrés, les capteurs optiques, les modulateurs optiques ainsi que les lasers. Ils proposent des atouts tels qu'une basse sensibilité aux imperfections de production, une grande souplesse de conception et une adéquation avec les procédés de fabrication de semi-conducteurs.

1.3.3 Modèle des liaisons fortes

Le modèle de liaisons fortes, aussi appelé modèle de liaisons fortes de valence, est une théorie employée en physique du solide pour expliquer les interactions entre électrons et atomes dans les matériaux solides. Il se base sur l'idée que les électrons de valence, ceux qui se trouvent dans la couche la plus externe des atomes, contribuent à l'établissement de liaisons chimiques solides entre les atomes voisins. Ces liaisons constituent la structure cristalline des matériaux solides et conditionnent leurs caractéristiques physiques et chimiques. Le modèle des liaisons fortes aide à comprendre différents phénomènes, comme la conductivité électrique, la bande interdite et la création de bandes d'énergie dans les matériaux cristallins.

Le processus de liaison forte dans les cristaux composés de dioxyde de tellure (TeO_2) pourrait être comparable à celui observé dans les cristaux constitué de dioxyde de silicium (SiO_2). En s'appuyant sur une configuration utilisant des guides optiques en dioxyde de tellure dans l'air, chaque guide agit comme un réceptacle pour la lumière grâce à la réflexion totale interne (RTI), supportant des modes de propagation spécifiques. Lorsqu'ils sont disposés régulièrement, ces guides donnent lieu à des bandes de modes autour des modes propres de chaque guide. De plus, l'espacement entre les guides permet le couplage

de modes équivalents, générant ainsi des bandes de modes autorisées [17].

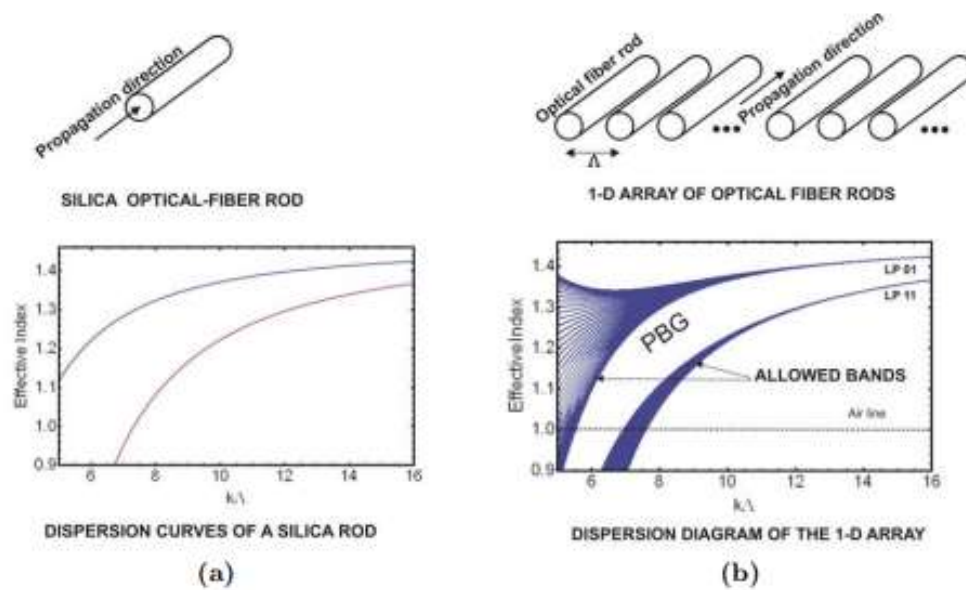


FIGURE 1.3.2 – (a) illustration d’un guide optique ainsi que le diagramme de dispersion des deux premiers modes pouvant se propager dans ce guide. (b) illustration de plusieurs guides régulièrement espacées avec le diagramme de dispersion de cette structure [18].

1.3.4 Diagramme de bande

Un cristal photonique se caractérise par son diagramme de bandes, présenté dans les figures (1.3.3) et (1.3.4), réalisé dans une hétérostructure gravée sur un substrat de GaAs (indice du substrat = 11,4, indice des trous = 1), respectivement pour les polarisations TE et TM. La méthode de décomposition en ondes planes a été employée pour le calcul de ces diagrammes. Avec un taux de remplissage de 0,30, la structure du cristal photonique est de type triangulaire.

Un intervalle interdit est noté pour la polarisation TE dans la plage $0.21 < u = \frac{a}{\lambda}$ (figure 1.3.3). En revanche, pour la polarisation TM, aucune ouverture de bande interdite n’est notée (figure 1.3.4). Effectivement, l’ouverture de bandes interdites photoniques TE est davantage favorisée lorsqu’elle est raccordée à des zones présentant un indice de réfraction élevé.

Le modèle des liaisons fortes, également appelé modèle des liaisons fortes de valence, est une théorie utilisée en physique du solide pour expliquer les interactions entre les électrons et les atomes dans les matériaux. Ce modèle repose sur l’idée que les électrons de valence, situés dans la couche externe des atomes, participent à la formation des liaisons chimiques solides entre atomes voisins, lesquelles déterminent la structure cristalline des matériaux ainsi que leurs propriétés physiques et chimiques. Cette approche permet de comprendre

divers phénomènes tels que la conductivité électrique, la formation de bandes interdites et l'établissement de bandes d'énergie dans les matériaux cristallins. Par exemple, le mécanisme de liaison forte dans les cristaux de dioxyde de tellure (TeO_2) est comparable à celui observé dans les cristaux de dioxyde de silicium (SiO_2) [19]. Dans une configuration basée sur des guides optiques en dioxyde de tellure insérés dans l'air, chaque guide agit comme un réceptacle pour la lumière grâce à la réflexion totale interne (RTI), supportant des modes de propagation spécifiques. Lorsque ces guides sont arrangés régulièrement, des bandes de modes se forment autour des modes propres de chaque guide. De plus, les modes équivalents peuvent se coupler en raison de l'espacement entre les guides, ce qui conduit à l'apparition de bandes de modes autorisées.

Enfin, lorsque des zones à faible indice de réfraction sont connectées — comme des piliers diélectriques dans l'air — l'ouverture d'une bande interdite pour la polarisation TM est favorisée [19].

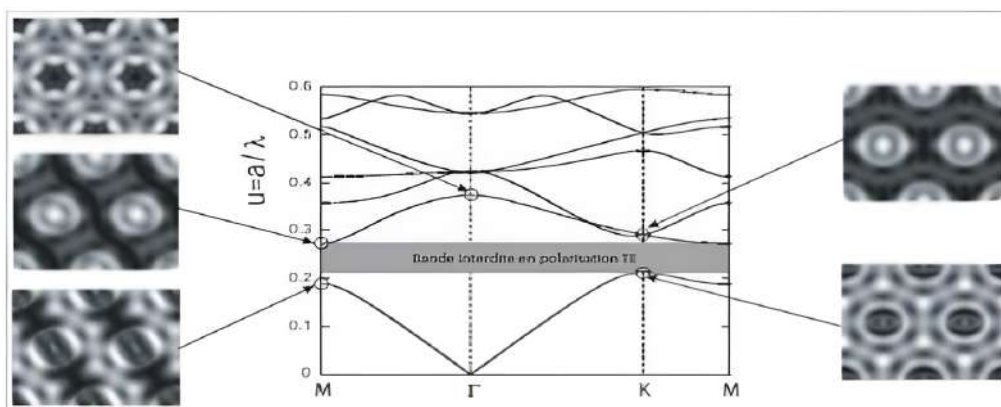


FIGURE 1.3.3 – Diagramme de bandes d'un cristal photonique (polarisation TE, réseau triangulaire).

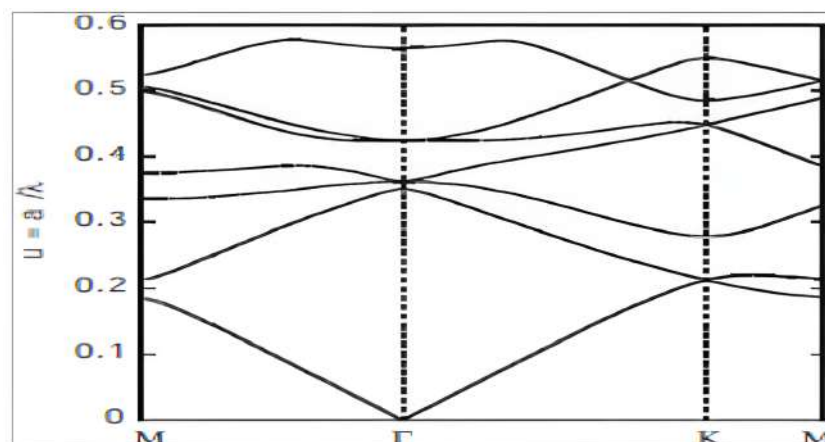


FIGURE 1.3.4 – Diagramme de bandes d'un cristal photonique (polarisation TM, réseau triangulaire)

1.4 Des fibres optiques conventionnelles aux PCF

1.4.1 Principe de guidage :

L'acheminement de la lumière dans une fibre optique se base sur deux sortes de fibres à cristaux photoniques, qui se distinguent par la composition du cœur. L'orientation est associée à la micro-structuration des fibres, plutôt qu'à une différence de composition chimique entre l'enveloppe et le centre. Les trous diminuent l'indice de réfraction réel de la gaine. L'indice réel de la gaine varie considérablement selon la longueur d'onde, générant des attributs spectraux distinctifs. Selon la disposition des trous, on peut ajuster les caractéristiques de comportement modal, de dispersion chromatique et de non-linéarité à la demande.

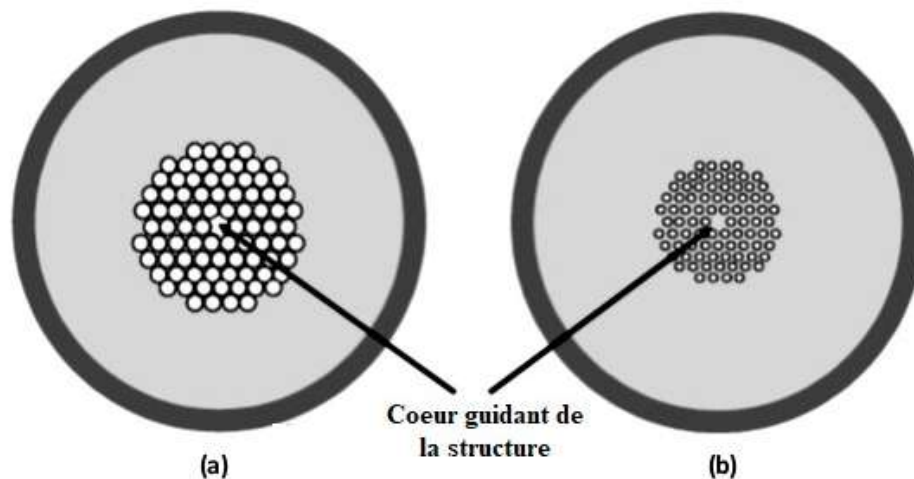


FIGURE 1.4.1 – Un exemple de sections transversales des deux familles de fibres à cristaux photoniques. (a) une fibre à cœur creux. (b) une fibre à cœur plein [17].

1.4.2 Types des fibres optiques à cristaux photoniques

a. Fibre optique micro structurée à cœur creux (Fibre à guidage dans des milieux à faible indice de réfraction) :

Ces fibres sont généralement appelées « fibres de Bragg » [20], constituées de couches concentriques aux indices de réfraction différents, ainsi que des fibres dites « creuses » dans lesquelles la lumière est guidée à travers un cœur rempli d'air. Ce cœur vide, illustré à la figure 1.4.1(a), présente un diamètre plus grand que celui de l'orifice qui l'entoure. Ainsi, l'indice de réfraction du cœur est inférieur à celui de la gaine, ce qui rend inapplicable le principe de guidage des fibres optiques traditionnelles. Cette architecture géométrique engendre la formation d'une bande

interdite photonique (BIP), analogue à la bande interdite électronique des semi-conducteurs. Les caractéristiques de cette BIP — qui déterminent la plage de longueurs d’onde et les angles d’incidence pour lesquels la lumière est réfléchi — dépendent des dimensions et de la disposition des trous.

La propagation de la lumière dans l’air réduit les pertes dues aux interactions lumière-matière, permettant l’injection de puissances élevées sans risque de dégradation du matériau, même à des longueurs d’onde où la silice est peu transparente [21]. De ce fait, ces fibres sont particulièrement adaptées pour le transport de fortes puissances optiques [17].

b. **Fibre optique micro structurée à cœur plein (Fibre à guidage dans des milieux à haut indice de réfraction)**

Les fibres « monomodes à longueur d’onde infinie » et « à grande ouverture numérique » disposent de cœurs « de grandes dimensions » et de modes fortement étendus. Malgré la taille réduite de son noyau, le cœur de la fibre « forte non linéaire » présente une densité de puissance élevée. Elle est constituée d’un noyau robuste et d’une série de cavités qui le cerclent, comme illustré dans la figure 1.4.1(b). L’indice de réfraction effectif pour la gaine est plus bas que celui du cœur, dû à l’existence de perforations. La lumière est guidée vers le cœur grâce à une réflexion totale interne à la frontière entre le cœur et l’air. À travers la fibre, la fréquence fondamentale est dirigée par le cœur solide de la fibre, tandis que les modes d’ordre supérieur s’échappent dans les orifices entourant le cœur. La géométrie de la fibre détermine cette bande interdite. La fibre optique permet de conduire la lumière sur toute sa longueur, bien que l’indice de réfraction du cœur soit plus bas que celui de la gaine. Cette caractéristique diffère considérablement des fibres traditionnelles qui requièrent un cœur avec un indice de réfraction plutôt plus élevé pour que la lumière soit dirigée le long de la fibre. Cette caractéristique singulière permet une certaine flexibilité dans la sélection du matériau de la fibre [17].

1.5 Types de guidage

1.5.1 Guidage par Bande Interdite Photonique :

L'objectif de ce type de guidage est de créer une structure dans laquelle le photon joue un rôle similaire à celui de l'électron dans un semi-conducteur. La bande interdite photonique (BIP) est définie de manière à empêcher la propagation d'une onde lumineuse à certaines longueurs d'onde à l'intérieur de la structure. L'effet recherché est une résonance transversale dans la gaine optique de la fibre, qui permet de confiner la lumière dans une zone centrale appelée « cœur ».

Le principe de guidage dans une fibre à bande interdite photonique est illustré à la figure 1.5.1. La diffusion de la lumière se fait essentiellement le long de l'axe de la fibre, sans changement de direction.

Les premières fibres développées selon ce principe sont constituées d'une gaine optique formée par une succession de couches alternant indices de réfraction élevés et faibles, évoquant un réseau de Bragg unidimensionnel, d'où leur nom de « fibres de Bragg » [17]. Cette structure crée des interférences constructives entre les ondes lumineuses réfléchies aux interfaces des différentes couches, ce qui retient la lumière au centre du réseau de Bragg radial et empêche sa diffusion. Puisque la transmission de la lumière ne repose pas sur la réflexion totale interne classique, il est possible que l'indice de réfraction du cœur, la région où la lumière est piégée, soit inférieur à celui des couches environnantes de la gaine optique.

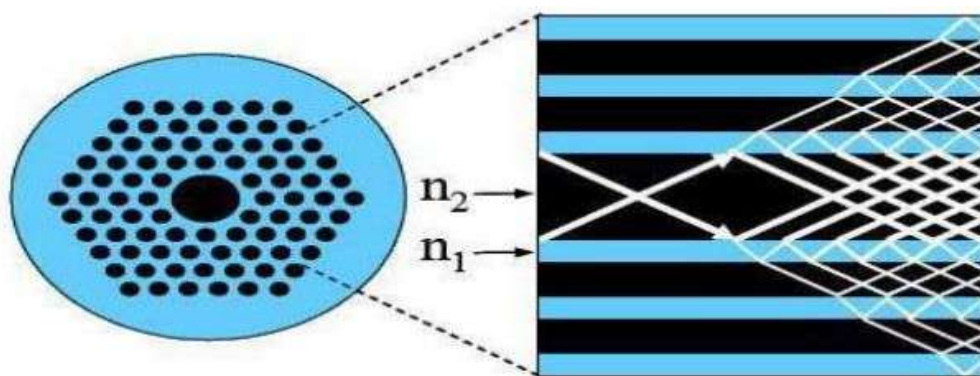


FIGURE 1.5.1 – Principe de guidage dans les fibres photoniques à BIP [18].

1.5.2 Guidage par Réflexion Totale Interne :

Si une variation locale affecte la fréquence des canaux d'air, un noyau en silice, dont l'indice de réfraction est constant et supérieur à celui du réseau microstructuré, sera

présent dans la zone concernée. Ainsi, la gaine peut être considérée comme un milieu homogène avec un indice effectif global. Cet indice correspond à l'indice effectif du mode fondamental qui se propage le long de l'axe des conduits d'air, à l'image d'une onde se propageant dans un espace infini possédant les mêmes caractéristiques. La figure 1.5.2 illustre ce principe de guidage basé sur la réflexion totale interne (RTI) dans une fibre optique. La fibre microstructurée air/silice (FMAS) peut être assimilée à une fibre à saut d'indice équivalente, qui fonctionne selon le principe classique de la réflexion totale interne. Pour bien comprendre comment la lumière est confinée dans le cœur d'une fibre microstructurée, il est utile de revenir sur le principe de guidage dans une fibre optique conventionnelle. La lumière reste piégée dans le cœur car l'indice de réfraction de la gaine est inférieur à celui du cœur. Pour qu'une réflexion totale interne se produise dans une fibre classique, la condition suivante doit être respectée [22] :

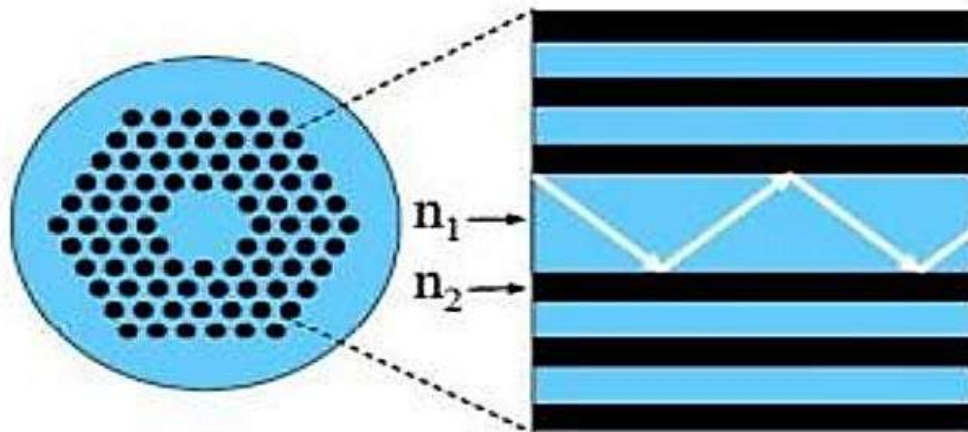


FIGURE 1.5.2 – Principe de guidage dans les fibres photoniques à RTI [19].

On peut considérer la fibre micro structurée air/silice (FMAS) comme une fibre à saut d'indice équivalente qui fonctionne selon le principe classique de la réfraction totale interne. Il serait bénéfique de revisiter le principe de la guidance à l'intérieur de la fibre standard pour saisir comment la lumière peut être retenue au cœur de la fibre à microstructure. L'explication pour laquelle la lumière pénètre dans le cœur est due à un indice de réfraction du gain de fibre qui est inférieur à celui du cœur. Pour garantir une réflexion totale interne dans une fibre conventionnelle, il est nécessaire de respecter la condition suivante [22] :

$$kn_g < \beta < kn_c \quad (1.5.1)$$

Avec n_c et n_g présentent respectivement les indices du cœur et de la gaine, β et k sont respectivement la constante de propagation β et le vecteur d'onde.

Cette condition implique qu'une valeur spécifique de la constante de propagation β est permise dans le cœur mais interdite dans la gaine, permettant ainsi à l'onde guidée de se propager. Dans une FMAS, cette condition demeure valide. Les modes guidés dans le cœur en silice vérifient :

$$\beta_{gainsilicemax} < \beta < k n_{silice} \quad (1.5.2)$$

$\beta_{gainsilicemax}$ Il s'agit de la constante de propagation du mode fondamental dans la gaine de la fibre micro structurée à dimensions infinies, en l'absence de défaut détectable. Puisque l'indice du cœur dépasse l'indice effectif de la gaine micro structurée, il est clair que le concept de réflexion totale interne assure la direction au sein de la FMAS.

1.5.3 Avantages et inconvénients des fibres optiques PCFS

1.5.3.1 Avantages :

Il convient également de souligner qu'il existe plusieurs avantages associés aux FOM, parmi lesquels :

- Large bande passante.
- Faible perte de signal.
- Flexibilité de conception.
- Résistance aux environnements difficiles.
- Multiplicité d'applications.
- Faible latence.
- Immunité aux bruits.
- Absence de diaphonie.

1.5.3.2 Inconvénients

Parmi les inconvénients on peut citer :

- Complexité de fabrication.
- Sensibilité à la contamination.
- Défis de connectivité.
- Limitations de longueur.

- Sensibilité à la courbure.
- Dégradation thermique.
- Interférences électromagnétiques.
- Sélection limitée des matériaux.

1.6 Propriétés et applications des fibres optiques PCF

1.6.1 Caractéristiques optiques des Fibres optiques PCFS

L'indice équivalent du milieu micro structuré est établi comme l'indice effectif du mode fondamental (n_{eff} maximal) [23] qui peut se propager dans ce milieu présumé infini, à l'image d'un matériau homogène transparent dont l'indice est déterminé sur la base de la vitesse de propagation d'une onde plane dans ce milieu ($n = c/v$). On connaît ce mode sous le nom de « Fundamental Space Filling Mode » ou FSM. En substituant l'indice de réfraction de la gaine optique par l'indice n_{FSM} , on peut illustrer la propagation à l'aide de la loi classique de Snell-Descartes exposée dans l'équation 1.6.1. On peut alors définir une fibre à saut d'indice, qui utilise l'indice du matériau comme cœur et n_{FSM} comme indice de gaine, comme étant équivalente à la fibre optique micro-structurée FOM en question. On peut décrire les caractéristiques de guidage d'une fibre comme suit :

1.6.1.1 Longueur d'onde de coupure et caractère infiniment monomode

Dans le cas d'une fibre à cristaux photoniques, la fréquence normalisée V_{eff} apportée dans le cadre des fibres conventionnelles peut être écrite sous la forme suivante :

$$V_{eff} = \frac{2\pi a_{eq}}{\lambda} \sqrt{n_{cœur}^2 - n_{FSM}^2} \quad (1.6.1)$$

Où $n_{cœur}$ représente l'indice de réfraction du cœur, n_{FSM} correspond à l'indice de réfraction de la gaine (FSM : Mode d'occupation de l'espace fondamental) et a_{eq} est le rayon du cœur qui reste à définir. Certains chercheurs sont sélectionnés selon l'équation $a_{eq} = \Lambda$ [23]. Dans ce contexte, il s'agit de la fréquence de coupure du second mode normalisée, Dans le contexte des fibres à saut d'indice (FSI), V_{min} peut être égal à π pour les fibres microstructurées. La définition de a_{eq} est partiellement subjective, car l'interface cœur-gaine n'est pas nettement définie et la valeur sélectionnée influence les critères de « mono-modicité ». Ainsi, pour les fibres optiques à cristaux photoniques, Pour obtenir une valeur de V_{co} égale à 2.405, il convient de sélectionner $eq = 0.64$ [24]. Cette méthode est totalement efficace pour $d < \Lambda < 0.4$. Les graphiques affichés sur l'image facilitent la détermination de la gamme spectrale de fonctionnement en mode unique d'une fibre à microstructure. Ainsi, la valeur V distingue les domaines monomode et multimode, et elle ne dépend pas uniquement du rapport d/Λ .

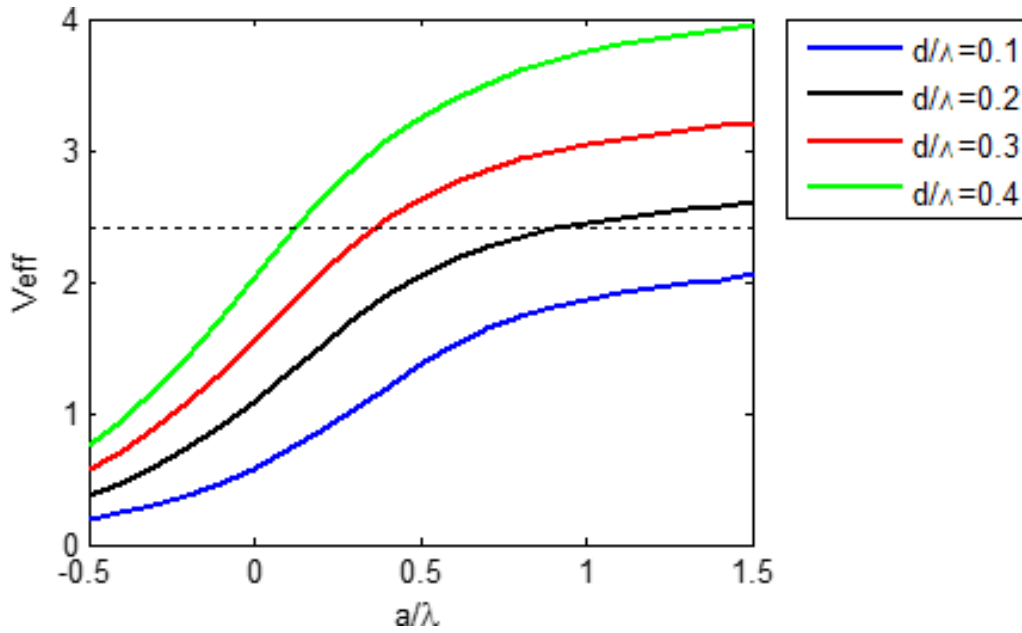


FIGURE 1.6.1 – Comportement modal des fibres micro structurées en fonction de la longueur d'onde normalisée a/λ pour des différents rapports de remplissage d/Λ

Pour garantir un guidage unimode, il est nécessaire de concevoir des perforations ayant un diamètre suffisamment petit ou d'adopter un espacement Λ assez large afin que la fréquence normalisée effective V_{eff} reste inférieure à la valeur critique de 2,405, qui correspond à la fréquence de coupure du mode fondamental dans les fibres optiques classiques.

Lorsque la longueur d'onde λ devient inférieure à la longueur d'onde de coupure λ_c (c'est-à-dire $\lambda < \lambda_c$), le paramètre V dépasse 2,405 et le guide devient multimode.

Cependant, dans le cas d'une fibre traditionnelle, lorsque la longueur d'onde guidée approche λ_c , la fibre devient inévitablement multimode. Cela s'explique par le fait que l'écart d'indice entre le cœur et la gaine reste pratiquement constant avec la longueur d'onde, ce qui fait que la fibre perd son caractère monomode à mesure que la longueur d'onde diminue.

1.6.1.2 L'indice effectif

Pour que la lumière soit guidée par réflexion totale interne dans une fibre optique, la constante de propagation β doit satisfaire la condition suivante : elle doit se situer entre n_{silice} et β_{FMS} [25]..

$$\beta_{FMS} < \beta < kn_{silice} \quad (1.6.2)$$

- kn_{silice} représente la constante de propagation la plus importante pour un mode au sein de la zone centrale composée de silice.

- β_{FMS} représente la constante de propagation la plus basse pour un mode de gaine en fibre. Ce mode présente des similitudes avec le mode fondamental qui se propagerait dans un milieu hétérogène (constitué de silice et de canaux) équivalent à l'enveloppe d'extension.

La figure 1.6.2 illustre la relation entre l'indice effectif et la longueur d'onde λ .

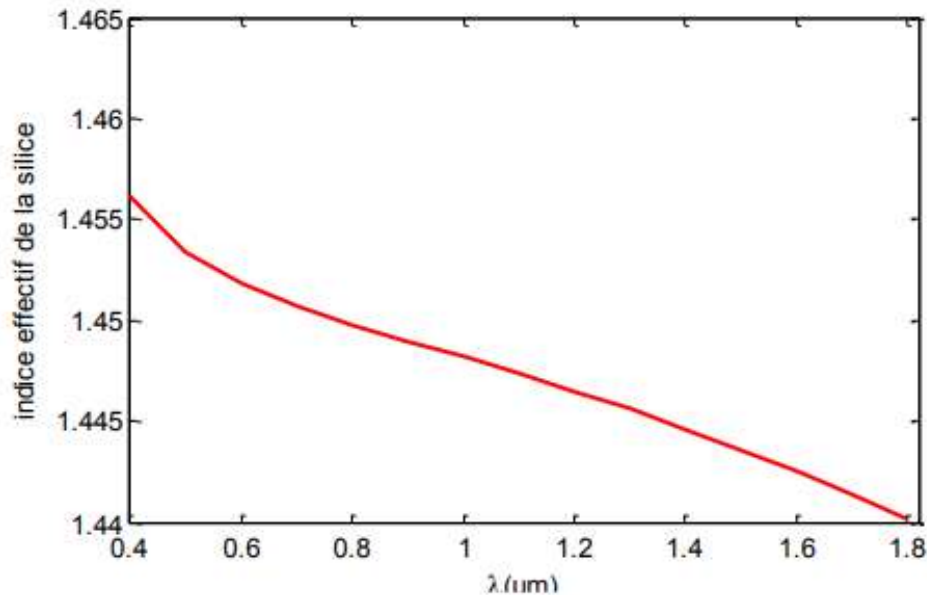


FIGURE 1.6.2 – Variation de l'indice effectif de la silice en fonction de la longueur d'onde

1.6.1.3 Dispersion chromatique

La dispersion chromatique caractérise la capacité d'un système de communication optique à transmettre l'information. En effet, l'allongement temporel du signal dû à la dispersion limite le débit maximal de transmission.

Elle se calcule à partir des indices effectifs mesurés sur une plage spectrale, selon la relation suivante :

$$D_c = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2} \quad (1.6.3)$$

La dispersion chromatique, notée D_c , représente un facteur clé limitant le débit de transmission dans un système de communication optique, en raison de l'étalement temporel des impulsions lumineuses. Elle se calcule à partir de l'indice effectif n_{eff} du mode guidé, selon la longueur d'onde λ , et la vitesse de la lumière dans le vide c . La dispersion est directement liée à l'élargissement spectral du mode fondamental.

En modifiant la structure géométrique de la fibre (paramètres opto-géométriques), il est possible d'influencer la courbe de dispersion. Lorsque le champ électromagnétique reste fortement confiné au centre de la fibre et ne varie que faiblement avec la longueur d'onde,

on observe une dispersion de guide positive. Cela est dû à un contraste d'indice élevé entre le cœur et l'environnement, supérieur à celui des fibres optiques classiques. Ce confinement spectral minimal entraîne un élargissement positif du guide et déplace les longueurs d'onde de zéro dispersion vers des valeurs plus courtes.

Par exemple, dans des processus comme la génération supercontinue, un décalage vers des longueurs d'onde inférieures à celle de la pompe (ex. 1064 nm) est recherché pour optimiser l'efficacité. En revanche, lorsque le cœur est plus large ou que la fraction d'air dans la gaine est plus faible, le champ du mode fondamental s'étend davantage, ce qui réduit l'effet de confinement et engendre une dispersion de guide négative.

En ajustant les paramètres géométriques des fibres microstructurées, il est également possible de modeler la courbe de dispersion pour obtenir une dispersion quasi nulle et plate sur une large gamme spectrale — une propriété cruciale pour de nombreuses applications, telles que :

- La propagation des solitons : une pente trop marquée de la courbe de dispersion peut induire des instabilités, affectant la qualité de transmission.
- La génération de supercontinuum : favorisée par une dispersion faible, positive et stable, sans inclinaison importante de la courbe [25, 26].

1.6.1.4 Les pertes (L'atténuation)

Comme tout support de transmission, les fibres optiques ne sont pas exemptes de défauts et provoquent une altération du signal lumineux, réduisant son intensité au fur et à mesure de sa propagation. Cette diminution est appelée perte optique, ou atténuation. Elle représente l'ensemble des phénomènes responsables de l'affaiblissement du signal lumineux transporté dans la fibre. L'atténuation résulte principalement des interactions entre la lumière et le matériau constituant la fibre, ainsi que des propriétés géométriques de sa structure. Plusieurs types de pertes y contribuent, tels que les pertes d'absorption, de diffusion, ou encore les pertes de confinement. Comme le montre la figure 1.6.3, les fibres optiques microstructurées en verre présentent une atténuation très faible dans certaines bandes spectrales, ce qui les rend particulièrement bien adaptées aux transmissions optiques, en limitant les pertes sur de grandes longueurs d'onde [27].

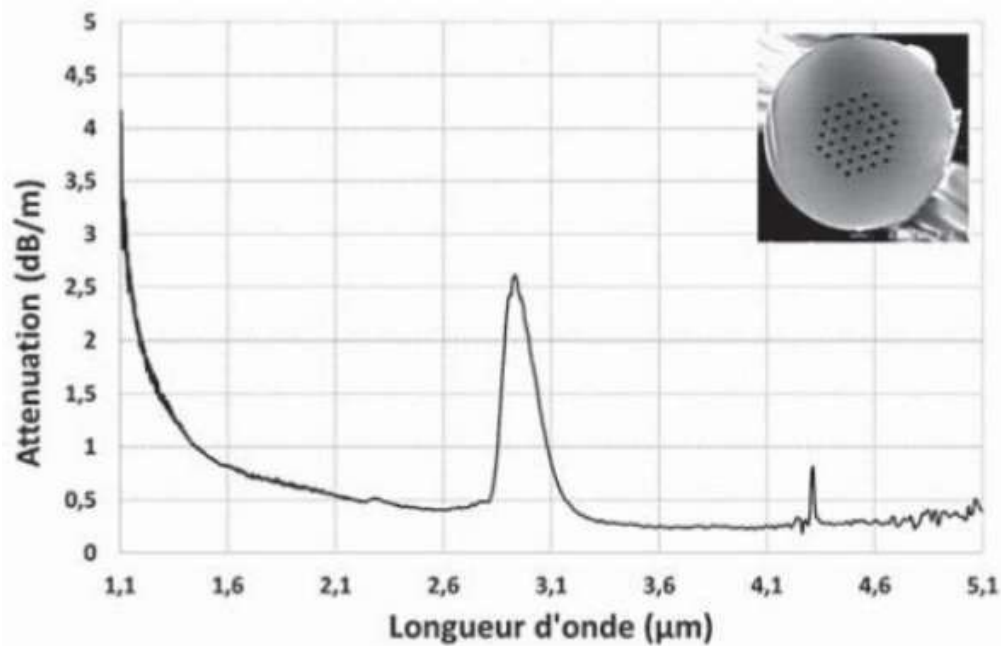


FIGURE 1.6.3 – Courbe d’atténuation d’une fibre micro-structurée en verre de composition AsSe [27].

En fonction du type de matériau qui compose le milieu et de la longueur L de la fibre, elle est exprimée en décibel par unité de longueur (dB/km) et donnée par l’expression suivante [28] :

En fonction du matériau constituant la fibre et de sa longueur L , l’atténuation est généralement exprimée en décibels par kilomètre (dB/km). Elle peut être calculée à l’aide de la relation suivante [28] :

$$\alpha = \frac{10}{z} \log_{10} \left(\frac{P_s}{P_e} \right) \quad (1.6.4)$$

Les puissances optiques à l’entrée et à la sortie de la fibre sont respectivement notées P_s et P_e tandis que L représente la longueur de la fibre. L’atténuation observée, appelée perte optique, résulte principalement de deux phénomènes fondamentaux : la diffusion et l’absorption.

Ces pertes se divisent en deux grandes catégories :

- Les pertes intrinsèques, qui sont liées à la nature même du matériau constituant la fibre. Elles ne peuvent être réduites que par une amélioration du matériau. Parmi elles, on retrouve :
 - La diffusion Rayleigh [29], causée par des fluctuations microscopiques de la densité du matériau ;
 - L’absorption matérielle, due à des transitions électroniques et aux vibrations moléculaires dans la structure atomique du verre.

- Les pertes extrinsèques, quant à elles, sont issues du procédé de fabrication et peuvent donc être minimisées par une meilleure maîtrise technologique. Elles incluent notamment :
 - Les pertes liées aux micro-courbures et macro-courbures de la fibre ;
 - Les pertes provoquées par les défauts ou impuretés localisés aux interfaces entre le cœur et la gaine.

1.6.1.5 Biréfringence

La biréfringence peut apparaître dans de nombreuses fibres réelles, même lorsque leur structure semble homogène. Cette anisotropie provient essentiellement de deux facteurs intrinsèques :

- Premièrement, la rupture, volontaire ou non, de la symétrie géométrique de la fibre ;
- Deuxièmement, la présence de contraintes anisotropes dans le matériau de la fibre, conférant à l'indice de réfraction une nature tensorielle.

La biréfringence correspond à la différence entre les indices effectifs des deux polarisations orthogonales d'une onde lumineuse guidée. Elle peut être exprimée par la relation suivante [30] :

$$|B = \text{Re}(n_{eff}^x - n_{eff}^y)| \quad (1.6.5)$$

Avec : n_{eff}^x et n_{eff}^y sont les indices des deux états de polarisation qui correspondent respectivement aux deux directions orthogonales de la fibre x et y. Représente la partie réelle de la différence des indices effectifs.

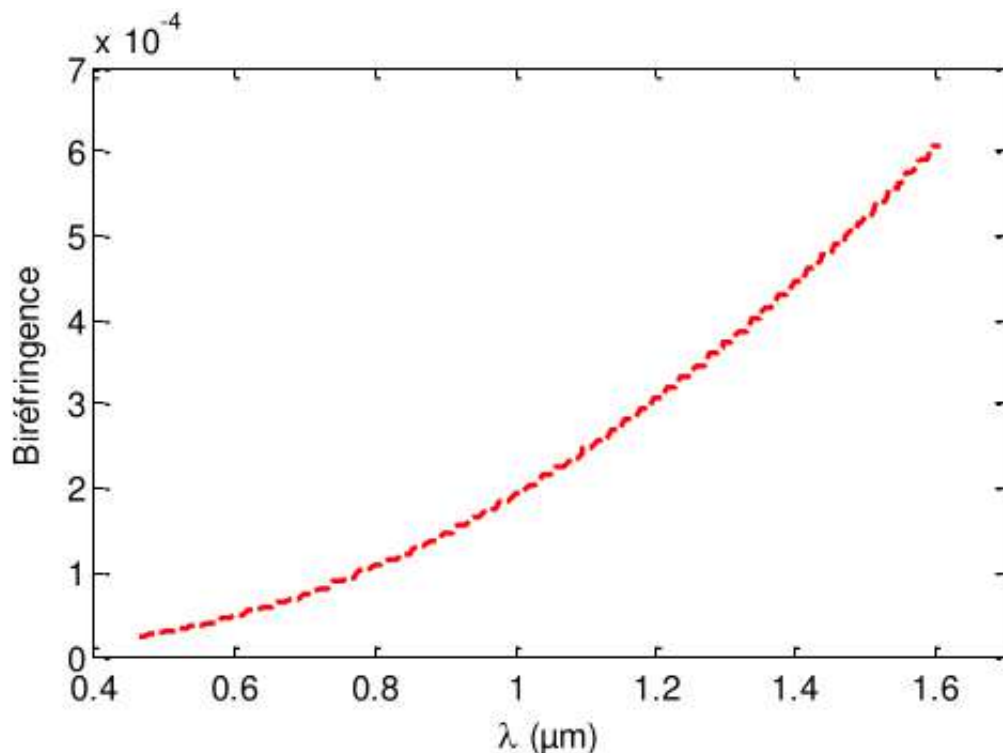


FIGURE 1.6.4 – Variation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde.

La biréfringence résiduelle de 10^{-6} dans la fibre standard en silice est causée par les imperfections géométriques et les impuretés du matériau. Dans une PCF dont la géométrie change constamment, les trous ne sont pas parfaitement ronds, ce qui peut provoquer une

biréfringence résiduelle de 10^{-4} .

Ce phénomène, appelé biréfringence géométrique, est lié principalement aux écarts entre la position et/ou les dimensions réelles des trous par rapport aux spécifications idéales. La détection et la quantification précises de ces imperfections restent cependant un défi technique majeur.

1.6.1.6 L'aire effective

Une autre grandeur optique importante dans une fibre à cristaux photoniques (PCF) est le diamètre du cœur, qui influence directement l'aire effective des modes de propagation, c'est-à-dire l'étendue spatiale de la distribution du champ lumineux.

Dans les fibres standards, le diamètre du cœur varie généralement entre $6 \mu\text{m}$ et $85 \mu\text{m}$, selon qu'elles sont monomodes ou multimodes. En revanche, dans les PCF, ce diamètre peut être inférieur à $1,5 \mu\text{m}$, ce qui permet un confinement plus fort de la lumière que dans les fibres classiques, conduisant ainsi à une augmentation des effets non linéaires.

L'aire effective A_{eff} est calculée à partir de la distribution transversale du module du champ électrique $E(x,y)$ selon la relation suivante [31] :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}(x,y)| dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}(x,y)|^4 dx dy} \quad (1.6.6)$$

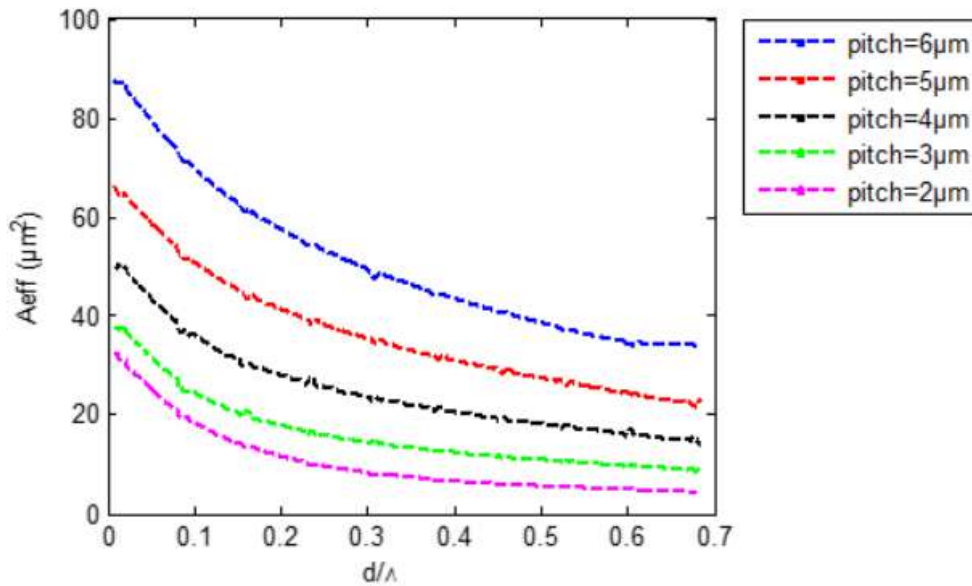


FIGURE 1.6.5 – Aire effective calculée à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ pour des différents rapports d/λ .

Prenons l'exemple de Rim et al. [32]. La figure 1.6.5 montre comment l'aire effective évolue en fonction de la longueur d'onde pour différents paramètres du PCF. On observe

que le mode se confine davantage à mesure que le diamètre des trous d'air augmente. L'aire effective du mode fondamental est généralement proportionnelle à Λ^2 , avec un coefficient qui dépend principalement du rapport d/Λ [33].

1.7 Applications des fibres optiques à base des cristaux photoniques

Grâce à la maturité des technologies de fabrication, les fibres microstructurées à arrangement périodique (FMAS) ont déjà trouvé leur place dans de nombreuses applications industrielles. Ces fibres dépassent largement le cadre limité des télécommunications optiques. En effet, les fibres monomodes à structure microscopique peuvent présenter des cœurs de taille bien plus importante que celles des fibres classiques. Il est relativement simple de fabriquer des fibres dont le diamètre du cœur dépasse cinquante fois la longueur d'onde en utilisant des structures photoniques.

Ces fibres sont particulièrement intéressantes pour la transmission de puissances optiques élevées, comme c'est le cas dans les télécommunications [34], ou dans les lasers de puissance utilisés pour la découpe ou le marquage industriel [35]. Elles trouvent également leur utilité dans les lasers et amplificateurs à fibre dopée [36].

La conception, la fabrication et l'utilisation de fibres à cristaux photoniques spécialisés, combinées aux autres avantages des fibres optiques spéciales dotées de propriétés uniques et exotiques, continuent d'attirer une attention croissante. Bien que les fibres optiques classiques aient encore de bonnes performances, les applications des PCF s'étendent à des domaines prestigieux tels que la transmission de données en télécommunications, le diagnostic médical, ainsi que l'éclairage dans des secteurs comme la muséographie, l'architecture ou l'aménagement d'espaces publics et privés.

Si les usages des fibres à cœur creux restent relativement récents, ceux des fibres à cœur plein sont eux bien établis. Ces fibres intègrent des innovations, notamment l'utilisation de fibres à codage unique sans fin, offrant une grande surface modale et des propriétés non linéaires importantes. Par ailleurs, l'emploi de gaines secondaires avec des trous d'air, plutôt que des polymères à faible indice, apporte un avantage significatif en gestion énergétique pour les fibres à double gaine active.

Enfin, les PCF ont émergé dans de nombreux domaines grâce à leur fabrication quasi idéale, influençant fortement le développement technologique. Parmi les principales applications, on peut citer :

— Lasers à fibres :

Les systèmes laser de haute puissance peuvent tirer parti des fibres à cristaux photoniques, étant donné qu'elles sont capables de résister à des puissances optiques élevées sans être endommagées. Grâce à leur bande passante étendue et leur capacité à guider la lumière efficacement, ils sont employés dans les domaines industriels tels que l'usinage laser, la découpe laser et le traitement de matériaux [36].

— Génération de super-continuum :

Les fibres à cristaux photoniques sont fréquemment employées pour générer un super-continuum : un spectre lumineux très étendu et intense obtenu en injectant un laser à bande étroite dans la fibre. Ce super-continuum est exploité dans des domaines variés comme la spectroscopie, la tomographie par cohérence optique (OCT) et les télécommunications [37].

— L'optique non linéaire :

Grâce à leurs propriétés spécifiques en tant que guides d'ondes, les fibres à cristaux photoniques favorisent des interactions non linéaires efficaces. Elles sont utilisées dans des applications telles que la conversion de fréquence, l'amplification paramétrique et l'oscillation optique paramétrique [38].

— L'optique quantique :

Les fibres à cristaux photoniques (PCF) sont largement utilisées dans les recherches en optique quantique et dans le traitement de l'information quantique. Elles permettent notamment la génération de paires de photons via la conversion paramétrique spontanée, la manipulation d'états quantiques ainsi que la mise en œuvre de protocoles de communication quantique [39].

— Des amplificateurs à fortes puissances :

Les amplificateurs de puissance basés sur les fibres à cristaux photoniques exploitent les propriétés uniques des PCF pour renforcer les signaux optiques. Ces amplificateurs fournissent une amplification supplémentaire nécessaire pour compenser les pertes de signal dans les systèmes de transmission optique longue distance.

Grâce à un meilleur contrôle de la dispersion, une bande passante élargie et des performances d'amplification supérieures, les amplificateurs à PCF sont parfaitement adaptés aux réseaux optiques longue portée, aux réseaux WDM à haute densité, ainsi qu'à toute application nécessitant une amplification fiable tout en préservant la qualité du signal [40].

— Tomographie :

Les fibres microstructurées sont largement employées dans les techniques d'imagerie biomédicale, telles que l'endoscopie, la microscopie à balayage et la microscopie multiphotonique. Les fibres à cristaux photoniques (PCF) apportent un réel avantage à la recherche biomédicale et au diagnostic grâce à leurs propriétés spécifiques, notamment une grande flexibilité du guidage lumineux et une résolution spatiale élevée [41].

— **Communications optiques :**

Les PCF peuvent être conçues pour répondre aux exigences particulières des systèmes de communication optique. Elles offrent des avantages majeurs tels qu'une faible atténuation, une large bande passante et une gestion accrue de la dispersion, ce qui les rend particulièrement adaptées à la transmission longue distance, à la transmission de données à haut débit et aux systèmes de multiplexage en longueur d'onde (WDM) [42].

— **Capteurs :**

Les capteurs basés sur les fibres optiques microstructurées sont particulièrement adaptés au suivi de paramètres environnementaux, grâce à leurs nombreux avantages par rapport aux capteurs traditionnels. Parmi ces atouts figurent la légèreté, la compacité, une grande sensibilité, la résistance aux interférences électromagnétiques, la capacité de multiplexage ainsi que la possibilité de mesures sans contact.

Ces caractéristiques leur permettent de mesurer une large gamme de paramètres tels que les mouvements, [43] les vibrations, la température, la pression, l'humidité, les ondes sonores et certains paramètres biochimiques. De plus, les propriétés de guidage des PCF peuvent être ajustées en fonction des variations des conditions environnantes, par exemple en modifiant l'indice effectif des modes en réponse à un changement de température [44].

Concernant leurs applications, ces capteurs peuvent être conçus pour réagir aux variations de pression, de température, de contraintes mécaniques, entre autres. Ils sont ainsi utilisés dans des domaines variés comme le contrôle structurel, la détection de gaz et de liquides [45], ainsi que dans le domaine médical.

En imagerie médicale, les fibres optiques microstructurées sont utilisées dans les endoscopes et les sondes d'imagerie pour fournir des images de haute qualité tout en permettant des interventions peu invasives. Elles servent également de milieu actif dans les lasers à fibre, offrant une efficacité élevée, une excellente qualité de faisceau et une grande stabilité.

Par ailleurs, ces fibres sont employées dans des instruments de spectroscopie destinés à l'analyse de substances chimiques, à la détection de polluants et à la surveillance environnementale. Grâce à leur capacité à résister à des conditions extrêmes, elles sont idéales pour les applications de détection de rayonnements dans les centrales nucléaires, les laboratoires de recherche, et d'autres environnements exigeants. Leur légèreté et leur robustesse face aux radiations en font également des candidats prometteurs pour les communications spatiales



FIGURE 1.7.1 – Fibre optique utilisée pour les capteurs [46].

En imagerie médicale, les fibres optiques à micro-structure sont mises en œuvre dans les endoscopes et les sondes d'imagerie afin de délivrer des images d'une grande qualité et pour réaliser des interventions à faible traumatisme. Elles sont utilisées comme milieu actif dans les lasers à fibre, offrant une efficacité élevée, une bonne qualité de faisceau et une grande stabilité.



FIGURE 1.7.2 – Laser à fibre optique [46].

Elles sont employées dans des instruments de spectroscopie pour l'analyse de substances chimiques, la détection de polluants, la surveillance de l'environnement, etc



FIGURE 1.7.3 – Spectromètre à fibre optique [46].

Leur faculté à endurer des conditions extrêmes les rend idéaux pour les applications de détection de rayonnement dans les centrales nucléaires, les laboratoires de recherche, entre autres. Donc, leur légèreté et leur robustesse face aux radiations les rendent de potentiels bons candidats pour les communications dans l'espace.

1.8 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté un aperçu général des différentes catégories de cristaux photoniques. Nous avons également introduit les notions fondamentales relatives aux fibres optiques basées sur ces cristaux (PCF). Plus précisément, nous avons décrit leurs structures technologiques, analysé leurs avantages et inconvénients, ainsi que leurs diverses applications à travers plusieurs secteurs.

CHAPITRE 2

Capteurs à fibres optiques

2.1 Introduction

Les capteurs occupent une place essentielle dans notre quotidien ainsi que dans diverses applications industrielles, scientifiques et technologiques. Ces appareils sont élaborés pour identifier et évaluer différentes magnitudes physiques, comme le déplacement, le bruit, l'humidité, la chaleur, l'éclairage, la pression, la présence d'un produit chimique, et un nombre considérable d'autres encore. Ces capteurs sont indispensables pour collecter des données sur notre environnement et les transformer en signaux que peuvent utiliser les appareils électroniques. Les dispositifs de détection électriques englobent une diversité, Chacun est spécifiquement conçu pour la détection et l'évaluation de grandeurs spécifiques, comme le courant électrique, la tension, le champ magnétique, la lumière, la température et bien plus encore. Ils trouvent leur application dans divers domaines tels que l'électronique, l'industrie et la médecine, allant de l'automobile à la robotique. Leur contribution est manifeste dans l'amélioration du bien-être, l'efficacité des procédés industriels et le progrès des technologies avancées [47]. Par ailleurs, les capteurs à fibre optique représentent une autre catégorie importante. Dans ces dispositifs, la lumière interagit avec la grandeur à mesurer tout au long du parcours optique, générant ainsi l'information. Cette dernière est ensuite transmise à un récepteur optique via une ou plusieurs fibres optiques [48].

2.2 Architectures des capteurs

Un capteur à fibre optique (CFO) se compose généralement des éléments suivants :

- **Une source lumineuse** : Elle peut prendre différentes formes, telles qu'une lampe halogène, un laser, une diode électroluminescente (DEL) ou une diode laser (DL). Chaque type de source présente des caractéristiques spécifiques en matière de performance, de cohérence, de fiabilité, de compacité et de coût
- **Une fibre optique** : Principalement fabriquée en silice, la fibre peut être monomode ou multimode, avec un profil d'indice soit à saut, soit à gradient. Ces propriétés influencent la propagation de la lumière et les performances du capteur
- **Un transducteur** : La grandeur à mesurer provoque une modification d'une propriété de la lumière circulant dans le transducteur, telle que l'intensité, la polarisation ou la longueur d'onde. Dans le cadre de cette étude, c'est la section sensible de la fibre optique elle-même qui joue le rôle de transducteur.
- **Un récepteur optique** : Des dispositifs comme les photomultiplicateurs, les

photodiodes ou les capteurs CCD sont employés pour détecter la lumière. La sensibilité de ces récepteurs est toutefois limitée par le bruit généré par les détecteurs et l'électronique associée. Il convient également de souligner que la réponse du détecteur dépend souvent de la longueur d'onde de la lumière incidente

- **Une chaîne de traitement du signal** : d'un capteur peut inclure plusieurs étapes, telles que l'amplification du signal, l'utilisation de circuits de filtrage, ainsi qu'un démodulateur permettant d'extraire l'information relative au paramètre mesuré. Elle s'accompagne souvent d'un logiciel dédié à la gestion de l'expérimentation et à l'analyse des données recueillies.
- **Des composants optiques complémentaires** : Il est courant d'utiliser également des éléments tels que des coupleurs, des polariseurs, des lames retardatrices, des connecteurs, etc. Ces sous-ensembles jouent un rôle crucial dans l'opération du capteur, la sélection de chacun doit donc être parfaite. Cependant, il est courant que des compromis soient requis pour des motifs économiques [49]. En ce qui concerne les équipements autres que ceux à base de fibres optiques.

2.3 Caractéristiques descapteurs àfibres optique

2.3.1 Résolution

La résolution d'un capteur représente la plus petite variation de la grandeur mesurée qu'il peut détecter de manière significative. Cette capacité de résolution (R_m) est liée au rapport signal sur bruit du capteur et aux caractéristiques des instruments de mesure qui lui sont connecté [49].

2.3.2 Fonction de transfert

La caractéristique statique d'un capteur définit la relation entre les variations de sa grandeur d'entrée et celles de sa grandeur de sortie. Elle est généralement représentée par une courbe obtenue lorsque le capteur fonctionne en régime stable, sans tenir compte de son comportement dynamique ou transitoire [49].

2.3.3 Fiabilité

La fiabilité désigne la capacité d'un capteur à fonctionner correctement, c'est-à-dire à fournir des données avec la précision annoncée.

2.3.4 Sélectivité

La sélectivité d'un capteur fait référence à son aptitude à distinguer une substance d'une autre. Cette caractéristique est liée à l'élément du capteur qui réagit le plus à ces différences.

2.3.5 Etalonnage

L'étalonnage (Figure 2.3.1) permet de représenter graphiquement l'ajustement et la détermination de la liaison entre la grandeur mesurée et la grandeur électrique de sortie. L'étalonnage est généralement permis uniquement lorsqu'une utilisation exclusive du capteur est envisagée.

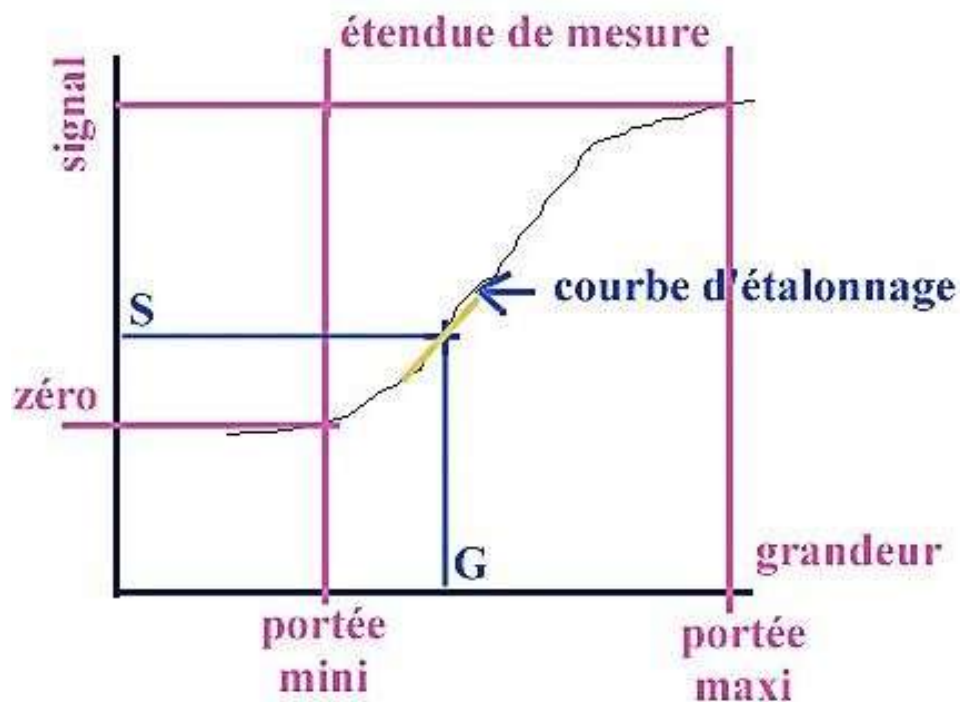


FIGURE 2.3.1 – L'étalonnage dans un capteur [50].

2.3.6 Linéarité

La linéarité d'un capteur correspond à la plage de mesure au sein de laquelle sa sensibilité reste constante. Un capteur est considéré comme linéaire lorsqu'il présente une sensibilité uniforme sur l'ensemble de sa plage de fonctionnement. Pour déterminer cette zone, on peut approcher la caractéristique réelle du capteur par une droite représentative, souvent obtenue à l'aide de la méthode des moindres carrés. En intégrant les incertitudes associées à chaque point de mesure, l'ajustement par la méthode du chi carré ⁽²⁾ permet de minimiser l'écart entre les données expérimentales et la droite de régression [49].

$$x^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{s(e_i) - s_{ln}(e_i)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (2.3.1)$$

Ici, e_i correspond à la deuxième valeur de l'entrée e et s_{ln} à la caractéristique linéaire.

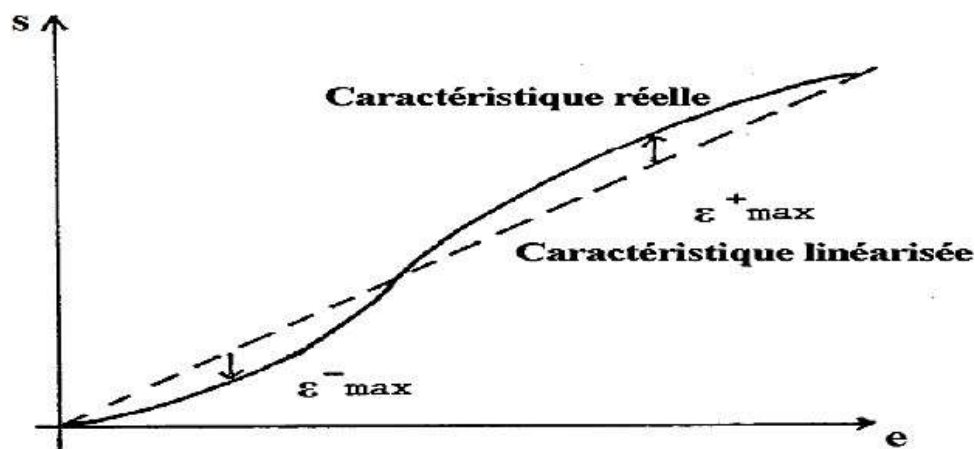


FIGURE 2.3.2 – Exemple de linéarisation de caractéristique [51].

2.3.7 Caractéristiques statistiques

Les spécifications statiques qui intègrent la possibilité d'erreurs non intentionnelles sur un capteur sont les suivantes [51] :

- (a) **Fidélité** : L'aptitude d'un capteur à délivrer des résultats hautement précis lors de multiples analyses d'une même grandeur physique m est jugée selon l'écart de précision. On fait la distinction suivante :
 - Répétabilité : On désigne par répétabilité la variabilité aléatoire des résultats issus d'une suite de mesures consécutives d'une même grandeur physique m , réalisées dans les mêmes conditions sur une durée brève.
 - Reproductibilité : Elle illustre la variabilité aléatoire des résultats issus de plusieurs séries de mesures effectuées sur la même grandeur m , à des intervalles temporels et dans des conditions expérimentales distinctes.
- (b) **Précision** : La précision d'un capteur fait référence à sa capacité à générer une réponse qui est proche de la valeur réelle, sans tenir compte de sa fidélité. Elle est liée à la correspondance entre la valeur réelle et la moyenne des résultats obtenus sur un large éventail de mesures.

2.3.8 La rapidité

La rapidité fait référence au temps requis par un capteur pour répondre à une variation brusque de la grandeur mesurée. Toutefois, la valeur finale, généralement atteinte de

façon asymptotique, indique le temps qu'il faut au capteur pour délivrer une fraction de l'amplitude globale du signal. On fixe généralement le taux de réponse, ou t , à 90 %. Lors de l'exécution de mesures, considérer le délai de réponse d'un capteur est fondamental [51].

2.3.9 Sensibilité

: Le choix d'un capteur est essentiel et la sensibilité, représentée par S , y joue un rôle déterminant. Elle est caractérisée par une valeur moyenne stable du capteur et est formulée par le quotient de la variation s de la grandeur de sortie par la variation m de la grandeur d'entrée qui a provoqué ce changement [51].

$$s = \left(\frac{\Delta s}{\Delta m} \right) m = mi \quad (2.3.2)$$

La sensibilité d'un détecteur est proportionnelle à la tangente de la courbe créée par ses caractéristiques à un point spécifique. Pour un capteur linéaire, la sensibilité demeure stable et est en corrélation directe avec la pente de la ligne. Il est essentiel de souligner que cette caractéristique est propre au capteur et n'est pas influencée par d'autres dispositifs de mesure liés dans un système de mesure (comme démontré dans la figure 2.3.3). Ainsi, la sensibilité du capteur s'accroît avec l'ampleur intrinsèque du capteur [52].



FIGURE 2.3.3 – Schéma représentatif d'une chaîne de mesure [52].

Le corps d'épreuve désigne celui qui entre directement en contact avec le phénomène devant être quantifié. Le conditionneur délivre la grandeur électrique de sortie sous une forme utilisable. Habituellement, le fabricant définit la valeur de la sensibilité dans des conditions d'utilisation précises, ce qui autorise l'utilisateur à [53] :

- Estimer l'étendue de la réaction du détecteur en tenant compte des fluctuations habituelles de ce dernier.
- Choisir le capteur de façon à ce que toute la chaîne de mesure satisfasse aux critères nécessaires.

2.3.10 Limite de détection

Le seuil de détection, correspondant à la plus petite valeur de la grandeur physique que le capteur peut détecter, se distingue de la sensibilité. Il dépend à la fois de la sensibilité du capteur et de la résolution instrumentale (R_m) de l'appareil de mesure associé. Ainsi, la limite de détection évalue l'efficacité de l'interface entre le capteur et le système de mesure : une valeur faible indique une meilleure performance. La formule de la limite de détection (LD), fondée sur la définition de la sensibilité du capteur, est donnée par [54] :

$$LD = \frac{R_m}{S_v} \quad (2.3.3)$$

2.4 Différents types de capteurs a fibres optiques

2.4.1 Capteur de déplacement

Les détecteurs de mouvement utilisant des fibres à cristaux photoniques tirent parti des caractéristiques optiques particulières de ces fibres pour quantifier les changements de position ou de déplacement. Dans la fibre à cristaux photoniques, une source lumineuse est insérée et la lumière qui est réfléchié ou transmise fait l'objet d'une analyse. Les modifications de déplacement influencent les attributs optiques de la fibre, conduisant à des altérations dans les propriétés optiques du capteur, comme les variations de longueur d'onde. On utilise ces capteurs dans de nombreuses applications où la résolution, la sensibilité et la fiabilité revêtent une importance cruciale. Les détecteurs de mouvement basés sur des fibres à cristaux photoniques sont élaborés en incorporant des segments de la fibre qui réagissent aux changements de déplacement. Cela pourrait nécessiter des modifications de la fibre elle-même ou l'intégration d'éléments qui accentuent le changement dans les caractéristiques optiques [55]. Les capteurs de déplacement basés sur des fibres à cristaux photoniques trouvent leur application dans divers domaines, comme l'évaluation du mouvement dans les structures, la détection des vibrations, le suivi des mouvements en robotique ou encore la mesure de déplacement à l'échelle microscopique [56].

2.4.2 Capteur de température

La mesure de la température est pertinente tant dans le domaine industriel que dans le suivi de la santé environnementale. L'approche traditionnelle de mesure de la

température n'est pas appropriée. Les capteurs de température utilisant la technologie PCF sont les plus couramment employés pour mesurer la température, en raison de leur simplicité d'utilisation et de leur coût avantageux. Des rapports ont signalé l'existence de plusieurs capteurs de température utilisant le PCF jusqu'à présent [57]. Le concept repose sur les fluctuations périodiques de l'indice de réfraction à l'intérieur de leur noyau. Ces fluctuations engendrent une zone de prohibition photonique où certaines longueurs d'onde lumineuses sont empêchées de se propager. L'emplacement de cette bande interdite est influencé par des facteurs comme la fréquence de modulation, le type de fibre utilisée et la température. Quand la température varie, les caractéristiques physiques du matériau de la fibre à cristaux photoniques sont affectées. Des éléments comme le coefficient de réfraction peuvent aussi être sujets à des variations. Ceci provoque un déplacement de la position de la bande interdite. En suivant ce déplacement, on peut évaluer avec exactitude les fluctuations de température. Les détecteurs de température utilisant des fibres à cristaux photoniques sont élaborés en sélectionnant minutieusement les caractéristiques de la fibre, comme le cycle de modulation et le type de matériau, afin d'assurer une sensibilité maximale aux variations thermiques. Les capteurs de température utilisant des fibres à cristaux photoniques présentent une grande sensibilité, une faible réactivité aux interférences électromagnétiques, un temps de réponse rapide, une résolution pointue et une excellente stabilité sur le long terme. Ils sont conçus pour être utilisés dans des conditions difficiles et conviennent à une multitude d'applications industrielles et scientifiques [58].

2.4.3 Endoscopie

L'endoscopie offre la possibilité d'examiner et de visualiser l'intérieur d'un organe ou d'une cavité, tout en fournissant des images. Ainsi, le spécialiste de la santé responsable de l'évaluation se sert d'un endoscope, qu'il s'agisse d'un câble rigide ou flexible doté d'une source de lumière et d'une caméra endoscopique. Concernant l'endoscopie, la dimension et le diamètre du câble sont ajustés en fonction de la région à examiner, et il est important de noter qu'il y a plusieurs sortes d'endoscopes :

- Endoscope à fibre optique rigide (câble monoculaire rigide)
- Le fibroscope (un câble optique flexible).

1. L'endoscopie rigide

On utilise les endoscopes rigides lorsque l'examen requis doit être effectué dans un domaine linéaire. Actuellement, les endoscopes rigides sont employés pour examiner des régions où l'accès est extrêmement restreint ou même ardu avec les endoscopes

conventionnels. Les endoscopes de diamètre réduit varient entre 0,7 mm et 2 mm, chaque modèle étant conçu pour s'adapter à la vision spécifique de chaque utilisateur

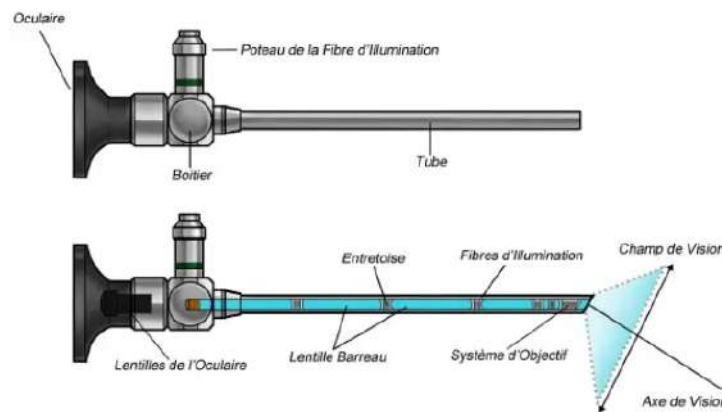


FIGURE 2.4.1 – Endoscopie rigide

2. Les endoscopes souples

Un instrument médical permettant d'examiner l'intérieur du corps humain est appelé un endoscope flexible. À l'inverse des endoscopes rigides, les endoscopes flexibles possèdent un conduit flexible qui facilite la navigation à travers les courbes naturelles du corps. Ces dispositifs endoscopiques trouvent leur application dans plusieurs spécialités médicales pour des diagnostics et des interventions thérapeutiques

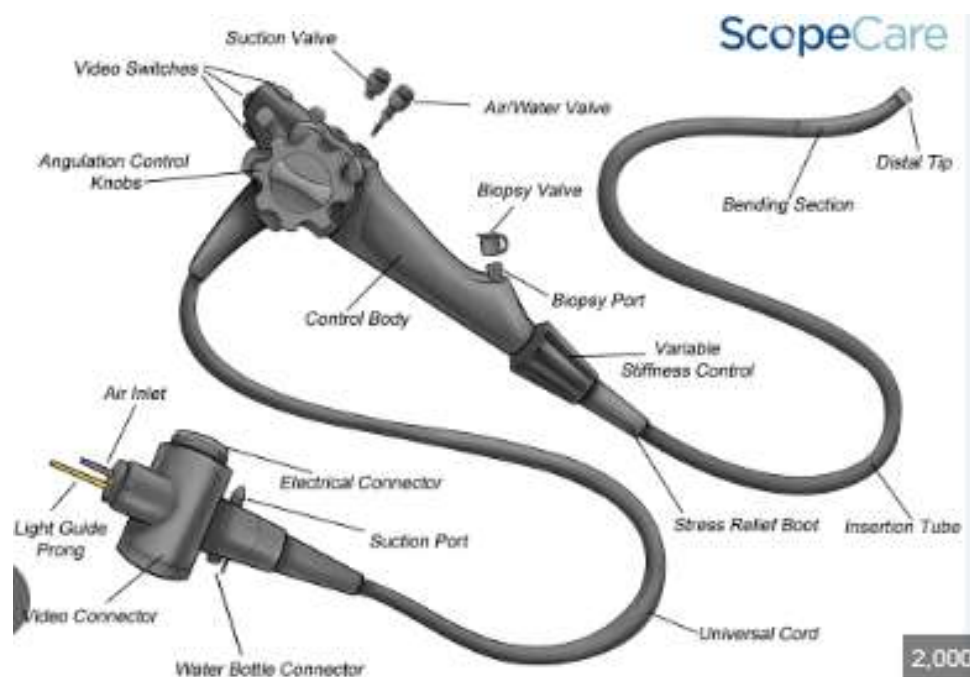


FIGURE 2.4.2 – Formation en endoscopie [52]

2.4.4 Capteurs chimiques

Les applications industrielles font un usage intensif des produits chimiques. Dans certaines situations, l'identification de produits chimiques néfastes, toxiques pour l'homme, s'avère nécessaire. L'indice de réfraction varie également en fonction de la composition interne du produit chimique. Chaque substance chimique possède son indice de réfraction spécifique, par exemple le benzène ($n=1,366$), l'éthanol ($n=1,354$) et l'eau ($n=1,33$). Selon ces indices de réfraction, le PCF peut identifier les produits chimiques en les faisant transiter par la zone centrale [59]. Les fibres photoniques sont ajustées pour établir une interaction précise avec certaines substances chimiques visées. On peut accomplir cela en modifiant la surface de la fibre afin d'y attacher des molécules particulières (récepteurs) qui présentent une affinité pour les substances chimiques à identifier. Quand les molécules cibles rencontrent les récepteurs fixés sur la fibre, des interactions chimiques particulières ont lieu. Ces interactions peuvent provoquer des modifications dans les caractéristiques optiques de la fibre, comme des variations de l'indice de réfraction ou de la bande interdite photonique. Les capteurs chimiques basés sur des fibres à cristaux photoniques sont employés pour identifier et mesurer des composés chimiques particuliers dans divers secteurs, comme la surveillance environnementale, la détection des gaz nocifs, la sécurité alimentaire ou encore l'identification de substances pharmaceutiques [60].

2.5 Résonance plasmonique

2.5.1 Principe physique de la génération d'onde de plasmon de surface

Lorsqu'un matériau est soumis à un champ électromagnétique, une interaction peut avoir lieu entre ce champ et la polarisation locale induite dans le matériau. Cette excitation couplée est appelée polariton [61]. Dans le cas où le matériau est un gaz d'électrons libres, comme un métal ou un matériau aux propriétés métalliques, le couplage se produit avec les vibrations collectives et quantifiées des électrons. On parle alors de plasmon-polariton, ou simplement de plasmon. Pour les métaux, l'énergie de ces plasmons de volume est typiquement de l'ordre de 10 eV [61].

Il est important de noter que les plasmons existent également dans les diélectriques. Ils représentent alors la mesure des fluctuations du nuage d'électrons par rapport à l'ensemble des ions positifs et ont des énergies approximativement comprises entre 10 et 20 eV.

La littérature scientifique distingue différents types de plasmons, tels que les plasmons de volume, de surface (localisés et délocalisés), les plasmons 2D (par exemple, dans les nanobâtonnets d'argent) et les plasmons 1D qui vibrent le long d'un fil quantique [62]. Nous allons principalement nous concentrer sur les plasmons de surface, pour lesquels il est nécessaire de distinguer :

Ces plasmons de surface, que nous désignerons par la suite PS (ou SP en anglais), sont considérés comme une « excitation » de surface où le champ électromagnétique diminue exponentiellement de part et d'autre de la surface et qui, couplée à la densité locale de charge superficielle, peut se propager le long de celle-ci.

Les PS localisés apparaissent près de diverses formes ou de nanoparticules constituant la surface rugueuse d'un métal ou d'un substrat. Ils sont caractéristiques de la géométrie et de la dimension de la corrugation. Ces plasmons sont radiatifs, ce qui signifie qu'ils peuvent interagir directement avec la lumière [63]. Une propriété importante des plasmons localisés est leur confinement, qui entraîne une amplification du champ électromagnétique autour de la nanoparticule métallique (les "points chauds"). C'est le fondement de la théorie électromagnétique de l'effet SERS ("Surface-Enhanced Raman Spectroscopy") [64].

Quant aux PS délocalisés, ils se forment à la surface de films métalliques lisses. Ils sont qualifiés de "non radiatifs" car ils ne peuvent pas se coupler spontanément à une onde électromagnétique. Un "coupleur" est donc nécessaire, comme nous le verrons ultérieurement.

2.5.2 Influence du choix du métal

Dans le cadre d'applications optiques, comme c'est notre situation, le métal doit permettre l'existence de plasmons de surface capables de « résonner » avec la lumière à une longueur d'onde appropriée (de 400 à 1000 nm, soit environ entre 3,5 et 1 eV). Il est donc nécessaire de sélectionner des métaux à transitions hybrides tels que l'argent, l'or et le cuivre, qui sont largement exploités dans la recherche et les applications commerciales grâce à leur sensibilité et leur stabilité. En théorie, d'autres métaux tels que le cuivre, l'aluminium, le sodium ou l'indium pourraient être employés, mais divers inconvénients rendent leur usage rare et principalement limité aux laboratoires de recherche. Par exemple, l'indium est trop coûteux, le sodium trop réactif et l'aluminium ainsi que le cuivre présentent une résonance trop étendue.

2.5.3 Propriétés optiques des métaux et des plasmons

2.5.3.1 Modèle de Drude pour les métaux

L'interaction entre une onde lumineuse et un métal à une fréquence donnée peut être comprise à travers la réponse des électrons libres du métal au champ électromagnétique de l'onde. Cette interaction est décrite à l'aide de la fonction diélectrique du métal, notée $\varepsilon(\omega)$, qui dépend de la fréquence angulaire ω .

La fonction diélectrique $\varepsilon(\omega)$ est généralement complexe et se décompose en deux parties :

- $\varepsilon_1(\omega)$: la partie réelle, qui représente la constante diélectrique effective du matériau et reflète sa capacité à stocker de l'énergie électrique,
- $\varepsilon_2(\omega)$: la partie imaginaire, qui est liée à la conductivité optique et traduit les pertes d'énergie dues à l'absorption.

Cette fonction permet de modéliser le comportement optique du métal, notamment dans le contexte des résonances plasmoniques, où l'énergie lumineuse excite collectivement les électrons libres à la surface du métal.

$$\vec{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon(\omega) + i \frac{\sigma(\omega)}{\omega} \quad (2.5.1)$$

On peut établir l'indice de réfraction complexe du matériau métallique à partir de cette fonction par l'intermédiaire de la formule suivante :

$$n(\omega) = \sqrt{\vec{\varepsilon}(\omega)} \quad (2.5.2)$$

La partie réelle de l'indice de réfraction est liée à la dispersion de la lumière dans le matériau, tandis que la partie imaginaire est liée à son absorption. L'interaction des électrons libres du métal avec une onde électromagnétique dicte son comportement face à la lumière. Le modèle de Drude explique la réponse des électrons à un champ électrique, les considérant comme un gaz se déplaçant à travers le réseau ionique. En étudiant le mouvement des électrons libres dans un champ électrique oscillant, avec un amortissement Γ , on obtient l'expression de la fonction diélectrique relative effective du métal.

$$\varepsilon_D(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\omega\Gamma} \quad (2.5.3)$$

où ε_∞ symbolise la constante diélectrique du métal pour des fréquences, le facteur d'atténuation Γ est proportionnel à l'inverse du temps de relaxation des électrons, et ω_p

représente la fréquence plasma, que nous allons définir dans la section suivante. Il est observable qu'en fonction de la fréquence, la composante réelle de la constante diélectrique peut présenter une valeur négative.

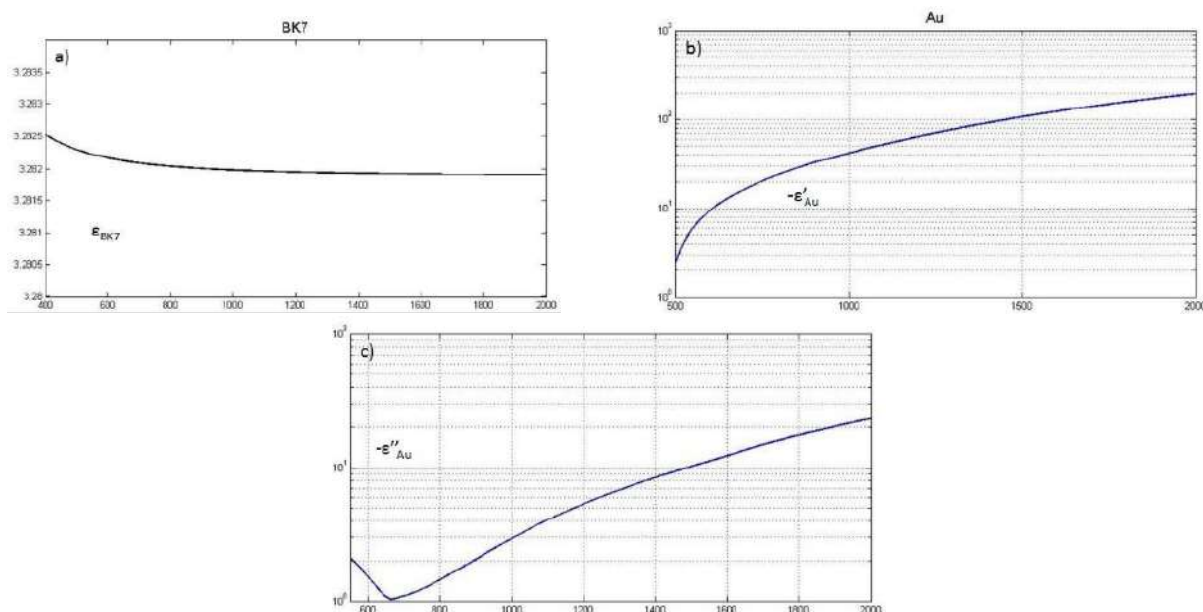


FIGURE 2.5.1 – Constantes diélectriques du verre (BK7) (a) et de l'or, sa partie réelle (b), et sa partie imaginaire (c), en fonction de la longueur d'onde.

La Figure 2.5.1 illustre l'évolution des constantes diélectriques de l'or et du verre BK7 en fonction de la longueur d'onde. Il est particulièrement important de noter que, dans le domaine des longueurs d'onde optiques, la partie réelle de la constante diélectrique de l'or peut devenir fortement négative. Cette caractéristique est essentielle pour permettre l'excitation des plasmons de surface, comme nous le verrons plus en détail ultérieurement. Le modèle de Drude permet de modéliser de manière satisfaisante le comportement optique des métaux dans les domaines du visible et de l'infrarouge proche, qui sont d'un intérêt particulier ici. Toutefois, ce modèle ne prend pas en compte certains effets, tels que les transitions interbandes, qui deviennent significatifs dans l'ultraviolet et peuvent altérer la réponse optique des métaux.

2.5.4 Plasmons

On peut caractériser le plasmon par une excitation collective d'électrons qui se comportent en tant que particule unique. On peut identifier deux types de plasmons :

— **Plasmons de volume :**

Il est possible de démontrer que la densité de charge associée au gaz d'électrons

dans le métal peut osciller à travers l'ensemble du volume du métal. La fréquence propre de ce phénomène se définit comme la fréquence plasma, donnée par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.5.4)$$

où n_e représente la densité de charge, e symbolise la charge élémentaire d'un électron, m_e désigne la masse effective des électrons et ϵ_0 correspond à la permittivité diélectrique du vide. On attribue donc à cette oscillation un quanta, $\hbar\omega_p$, que l'on nomme « plasmon de volume ».

— Plasmons de surface :

La résolution des équations de l'électromagnétisme pour une onde incidente à l'interface métal-diélectrique prédit l'existence de modes guidés propres, appelés ondes de surface ou "plasmons de surface". Ces derniers résultent de la vibration quantifiée des électrons à la surface du métal, un phénomène de résonance dont la fréquence est variable 0 à $\frac{\omega_p}{2}$

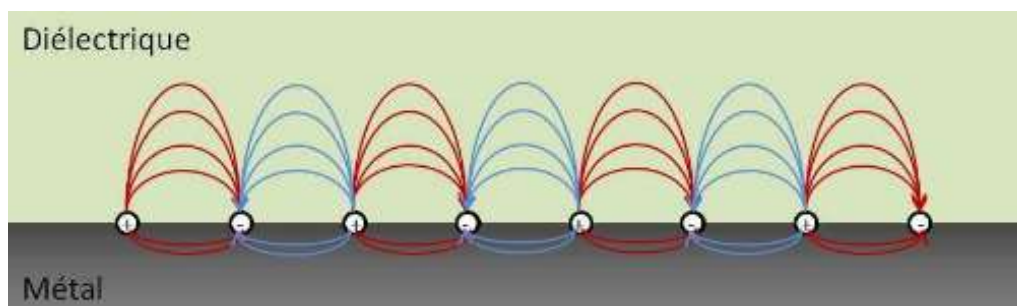


FIGURE 2.5.2 – Oscillations électroniques à l'interface métal / diélectrique

On distingue deux principales catégories de plasmons de surface :

- Les plasmons de surface localisés (LSPs), qui sont confinés à l'interface métal-diélectrique, généralement à proximité de nanostructures. Ils ne se propagent pas, mais restent localisés, notamment à la surface de nanoparticules métalliques.
- Les plasmons de surface propagatifs ou délocalisés (SPPs), qui correspondent à des ondes électromagnétiques couplées à des oscillations électroniques libres se propageant le long de l'interface entre un métal et un diélectrique.

Dans le cadre de cette étude, l'attention sera portée sur les plasmons de surface délocalisés (SPPs). Ainsi, nous analyserons plus en détail leur relation de dispersion, ainsi que les méthodes d'excitation permettant d'atteindre les conditions de résonance plasmonique.

2.6 Le phénomène de résonance plasmonique de surface

Dans le paragraphe précédent, les plasmons de surface ont été décrits comme des modes propres se propageant à l'interface entre un métal et un diélectrique. Cette notion de mode propre renvoie en réalité à un phénomène de résonance, similaire à ceux rencontrés dans divers domaines de la physique des ondes. La résonance apparaît lorsqu'un système est soumis à une excitation externe et qu'à une fréquence bien déterminée, appelée fréquence propre, la réponse du système est fortement amplifiée.

Cette amplification se manifeste généralement par une augmentation notable de l'amplitude des oscillations d'une grandeur caractéristique du système (à l'image d'une masse suspendue à un ressort, dont l'amplitude d'oscillation augmente lorsqu'elle est excitée à sa fréquence propre).

Dans le cas des plasmons de surface, la résonance plasmonique correspond à cette condition particulière où l'interaction entre la lumière incidente et les électrons libres du métal atteint un maximum d'efficacité. L'objectif de cette section est donc de présenter le principe de la résonance plasmonique et les différentes méthodes permettant d'exciter ces plasmons de manière contrôlée.

2.6.1 Plasmons à l'interface métal / diélectrique

L'analyse de la résonance plasmonique commence par la résolution des équations de Maxwell appliquées à une onde électromagnétique se propageant à l'interface entre un matériau diélectrique et un métal. Dans ce cadre, les grandeurs associées au diélectrique seront notées avec l'indice d , tandis que celles relatives au métal porteront l'indice m (voir Figure 2.6.1).

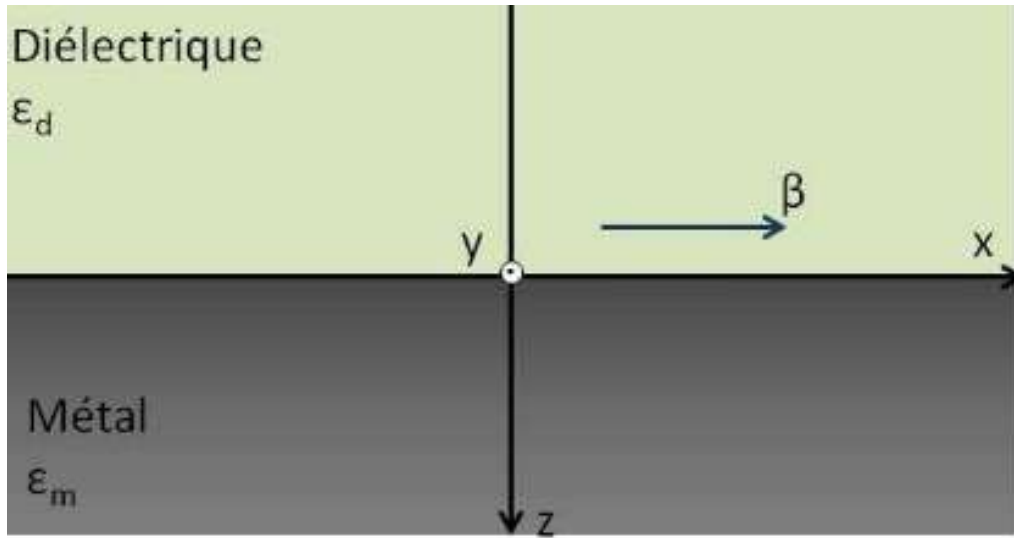


FIGURE 2.6.1 – Orientation du plan à l'interface diélectrique / métal. β représente le vecteur de propagation du plasmon le long de l'interface

Nous considérerons les milieux comme étant linéaires, homogènes et isotropes. On suppose aussi qu'ils ne dirigent pas les champs magnétiques, c'est-à-dire que leur perméabilité magnétique relative est considérée comme étant égale à un, $\mu_r = 1$. L'objectif est donc de construire une onde électromagnétique qui se propage dans la direction x , avec un vecteur d'onde β . L'aspect symétrique du problème facilite l'élimination de la dépendance en y des variables concernées. Il est alors possible de rédiger les champs comme suit :

$$\begin{aligned} E &= \mathbf{e}(z)e^{j(\beta x - \omega t)}, \\ H &= \mathbf{h}(z)e^{j(\beta x - \omega t)}. \end{aligned} \quad (2.6.1)$$

Dans le plan (yOz) , e et h décrivent la répartition spatiale des champs électrique E et magnétique H , lesquels, par symétrie, ne dépendent que de la variable z . Ces champs satisfont aux équations de Maxwell.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 & \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} & \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.6.2)$$

Dans un milieu de permittivité diélectrique relative ε_i ($i = d$ ou m), les champs électrique (E), déplacement (D), induction magnétique (B) et magnétique (H) (respectivement en V/m , C/m^2 , Tesla, A/m) sont liés par

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_l \mathbf{E} \quad ; \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.6.3)$$

Deux cas distincts sont considérés selon l'orientation du champ électrique dans le plan (yOz) : soit il est perpendiculaire à (xOz), soit il est dans ce plan. On parle alors respectivement de polarisation s et p, ou de modes transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM). En mode TE, le champ électrique est selon y, et en mode TM, c'est le champ magnétique. En combinant les équations de Maxwell pour obtenir l'équation de propagation des ondes, et en substituant les expressions des champs E et H, on obtient pour chaque milieu, en mode TE ou TM.

$$\begin{aligned} \text{Mode TE} &\rightarrow \frac{\partial^2 e_y^i}{\partial t^2} + (\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_i - \beta^2) e_y^i = 0 \\ \text{Mode TM} &\rightarrow \frac{\partial^2 h_y^i}{\partial t^2} + (\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_i - \beta^2) h_y^i = 0 \end{aligned} \quad (2.6.4)$$

En introduisant pour chaque milieu une constante η_i , telle que, $\eta_i = (\omega^2 \epsilon_0 \epsilon_i \mu_0 - \beta^2)^{0.5}$. On peut donc consigner les solutions suivantes pour chaque mode dans le tableau 2.6.1 :

Mode TE	Mode TM
$e_y^i = A_i e^{jn_i z} + B_i e^{-jn_i z}$	$h_y^i = C_i e^{jn_i z} + D_i e^{-jn_i z}$
$h_x^i = -\frac{\eta_i}{\mu_0 \omega} (A_i e^{jn_i z} - B_i e^{-jn_i z})$	$e_x^i = \frac{\eta_i}{\epsilon_0 \epsilon_i \omega} (C_i e^{jn_i z} - D_i e^{-jn_i z})$
$h_z^i = \frac{\beta}{\mu_0 \omega} (A_i e^{jn_i z} + B_i e^{-jn_i z})$	$e_z^i = -\frac{\beta}{\epsilon_0 \epsilon_i \omega} (C_i e^{jn_i z} + D_i e^{-jn_i z})$

TABLE 2.6.1 – Résolutions des équations de Maxwell, modes TE et TM

On détermine la relation de dispersion du plasmon de surface en prenant en compte les conditions aux limites du problème ainsi que les conditions de continuité des champs à l'interface entre le matériau diélectrique et le métal. Étant donné que les champs ne peuvent croître de manière exponentielle dans la direction z, certaines constantes dans les relations antérieures sont nulles. ($A_m=B_d=C_m=D_d=0$). Les conditions de continuité à la frontière métal/diélectrique exigent la continuité des champs électriques et magnétiques tangentiels, indépendamment de la polarisation du champ électrique. Dans chaque cas de TE ou TM, nous obtenons un système d'équations dont les solutions ne sont non triviales que si le déterminant du système est nul. Cela révèle alors la relation de dispersion pour chaque mode :

Mode TE	Mode TM
$\eta_d + \eta_i = 0$	$\frac{\eta_d}{\varepsilon_d} + \frac{\eta_m}{\varepsilon_m} = 0$

TABLE 2.6.2 – Graphique de dispersion pour les modes TE et TM

En mode TE, la relation de dispersion ne révèle que des modes évanescents non propagatifs, car η_i est imaginaire. Cependant, en mode TM, un mode guidé existe, dont la constante de propagation de l'onde de surface associée est donnée par :

$$\beta_{Sp}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon_m(\omega)}} \quad (2.6.5)$$

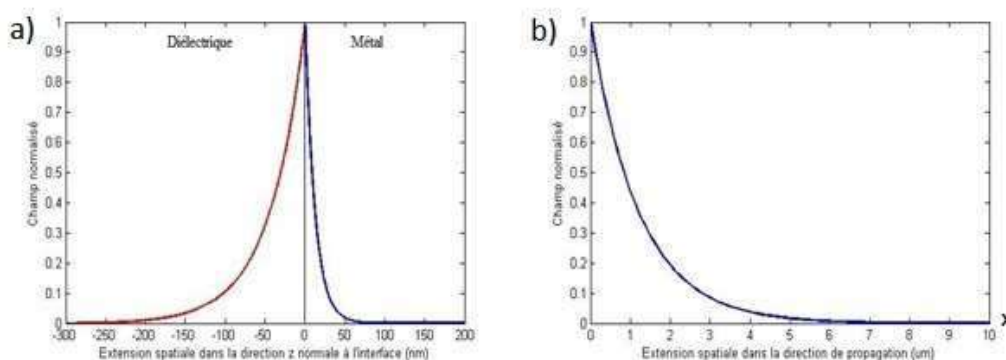
Ce mode guidé correspond donc à un mode de résonance du système optique considéré.

2.6.2 Propriétés des plasmons de surface

Cette partie se concentre sur les caractéristiques optiques majeures des plasmons de surface, leur portée spatiale, et inclut une analyse approfondie de la relation de dispersion.

2.6.2.1 Extension spatiale des plasmons de surface

La figure 2.6.2 illustre la propagation spatiale d'un plasmon de surface et l'atténuation exponentielle de celui-ci dans les directions parallèles et perpendiculaires à l'interface métal/diélectrique


FIGURE 2.6.2 – Extension spatiale d'un plasmon de surface dans les directions z (a) et x (b).

Les graphiques présentés à la figure 1-4 sont réalisés pour une longueur d'onde de 633nm, avec du verre BK7 comme diélectrique et de l'or comme métal, dont les propriétés optiques ont été démontrées auparavant. On définit généralement deux longueurs caractéristiques du plasmon à partir de ces décroissances exponentielles du champ :

- La longueur de propagation L_{sp} du plasmon, suivant l'axe x, est la longueur au bout de laquelle l'énergie du plasmon décroît d'un facteur $1/e$, soit $L_{sp} = (2Im(\beta_{sp}))^{-1}$
- La longueur de pénétration du plasmon L_{pi} , propre à chaque milieu, dans la direction normale à l'interface, et qui est définie de la même façon que L_{sp} par $L_{pi} = (2Im(i))^{-1}$

Cette dimension sera cruciale par la suite, car elle indique la longueur sur laquelle les plasmons de surface réagissent aux attributs optiques des milieux, et fournit donc un moyen de mesurer l'efficacité des biocapteurs pour analyser le milieu environnant, et jusqu'à quel point le capteur peut être sensible. Cette information récente permet de faire la distinction entre les analytes détectables selon leur dimension physique. Il convient de souligner que l'étendue spatiale de l'onde produite par le plasmon de surface est plus grande dans le diélectrique, ce qui augmentera sa sensibilité aux caractéristiques optiques de ce matériau diélectrique.

2.6.2.2 Relation de dispersion

La relation de dispersion des plasmons de surface donne des informations clés sur leurs conditions d'existence, notamment la façon de les exciter. Cette relation peut être visualisée dans le plan (k, ω) , comme le montre la Figure 2.6.3 :

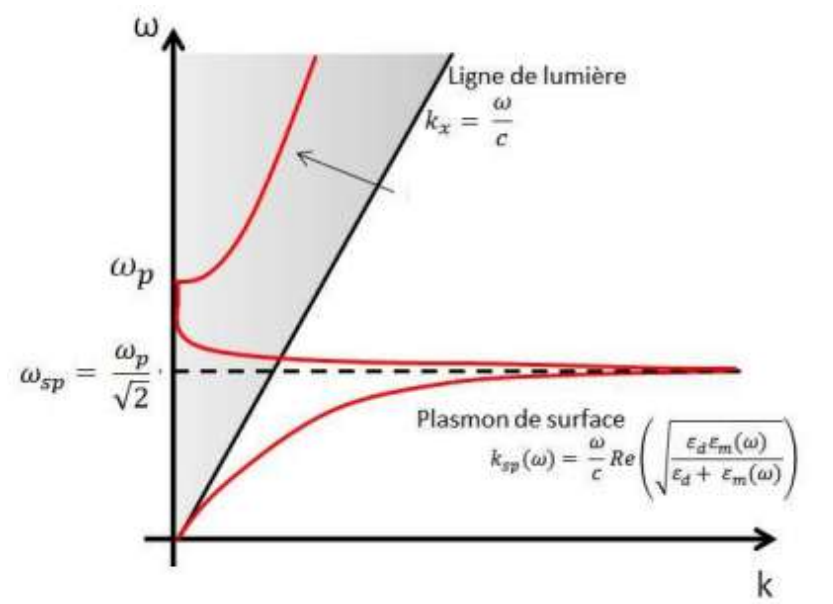


FIGURE 2.6.3 – Relation de dispersion des plasmons de surface.

La courbe de dispersion des plasmons de surface (Figure 2.6.3) peut être divisée en trois parties. La première, pour les fréquences inférieures à Γ (le taux d'amortissement dans le modèle de Drude), correspond à une onde de surface, souvent appelée onde de surface de Sommerfeld [65], distincte du plasmon de surface. La limite du "cône de lumière"

est définie par la courbe de dispersion d'une onde plane se propageant dans le diélectrique (ici, le vide) parallèlement à l'interface. La courbe des plasmons de surface se situant en dehors de ce cône indique leur caractère évanescent à l'interface.

Le graphique tient compte des pertes ohmiques dans le métal, ce qui explique la chute abrupte de la courbe au-delà de ω_{sp} (la fréquence de surface plasmon). Dans un métal idéal, la courbe de dispersion tendrait vers une asymptote horizontale à ω_{sp} . Cependant, les pertes métalliques induisent un phénomène de "backbending" sur la courbe. Il est à noter que ce retournement peut ne pas apparaître si la relation de dispersion est établie avec une fréquence complexe et un vecteur d'onde k réel. Le choix de la solution dépend de l'application, et notre recherche privilégie une résolution avec un k complexe et une fréquence réelle [66].

Enfin, pour les fréquences supérieures à ω_p (la fréquence plasma), on observe une onde propagative associée à un minimum de réflectivité du métal, correspondant à l'angle de Brewster à l'interface métal/diélectrique dans le plan (k, ω) .

Dans les sections suivantes, en particulier lors de la description du couplage photon-plasmon, nous nous concentrerons sur une relation de dispersion sans "backbending", en nous référant uniquement à la courbe de dispersion du plasmon de surface. Ainsi, la trajectoire des plasmons de surface se situe toujours en dehors du "cône lumineux". En raison de l'absence d'intersection entre les deux courbes de dispersion, il est impossible d'exciter directement les plasmons de surface avec une onde plane progressive incidente sur le métal. Différentes méthodes de couplage sont donc nécessaires pour associer une onde incidente au plasmon de surface.

2.7 Couplage photons-plasmons de surface

Le principe des systèmes de couplage pour exciter les plasmons de surface repose sur la modification du vecteur d'onde de l'onde incidente. Pour réaliser le couplage, il est nécessaire d'augmenter la composante tangentielle de ce vecteur d'onde. Deux méthodes principales permettent d'atteindre cet objectif :

- **Couplage par prisme :**

L'onde incidente traverse un matériau diélectrique dont l'indice de réfraction est supérieur à celui du vide, ce qui a pour effet d'accroître la composante tangentielle de son vecteur d'onde. Cette technique est connue sous le nom de Réflexion Totale Atténuée (ATR).

— Couplage par réseau de diffraction :

Un réseau de diffraction placé à l'interface entre un matériau métallique et un diélectrique génère des ordres de diffraction avec des vecteurs d'onde plus importants, incluant des vecteurs imaginaires selon l'axe z , qui donnent naissance à des ondes évanescentes. L'apparition de ces ordres de diffraction d'ordre supérieur facilite ainsi le couplage entre l'onde incidente et le plasmon de surface.

Nous allons maintenant détailler ces deux méthodes de couplage, en mettant l'accent sur le couplage par réseau, car les travaux ultérieurs se concentreront principalement sur ces types de systèmes de couplage.

2.7.0.1 Couplage par prisme

La méthode de Réflexion Totale Atténuée (ATR) est couramment utilisée pour exciter les plasmons de surface dans les dispositifs actuels et commerciaux. Deux configurations principales sont employées : la configuration d'Otto et la configuration de Kretschmann (Figure 2.7.1).

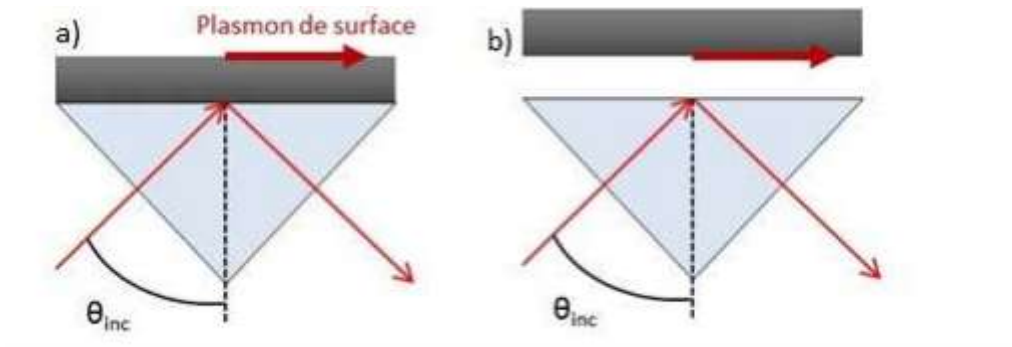


FIGURE 2.7.1 – Configuration de Kretschmann (a) et d'Otto (b) pour le couplage de plasmons de surface.

Dans les deux configurations (Otto et Kretschmann), la composante tangentielle k_x de l'onde incidente est amplifiée lors de sa traversée du prisme, dont la constante diélectrique est ϵ_p . On observe que :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p} \sin \theta_{Inc} \quad (2.7.1)$$

L'excitation du plasmon de surface se produit grâce à l'onde évanescente créée par la réflexion totale interne de l'onde incidente dans le prisme. Cette onde évanescente possède un vecteur d'onde dont la composante tangentielle est donnée par l'équation (2.7.2). La condition de couplage est alors :

$$k_x = \beta_{SP} \quad \text{soit} \quad \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p} \sin \theta_{Inc} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m(\omega)}{\epsilon_d + \epsilon_m(\omega)}} \quad (2.7.2)$$

Visuellement, cela signifie réduire l'inclinaison de la ligne lumineuse pour permettre le couplage photon-plasmon, comme démontré dans la figure 2.7.2 :

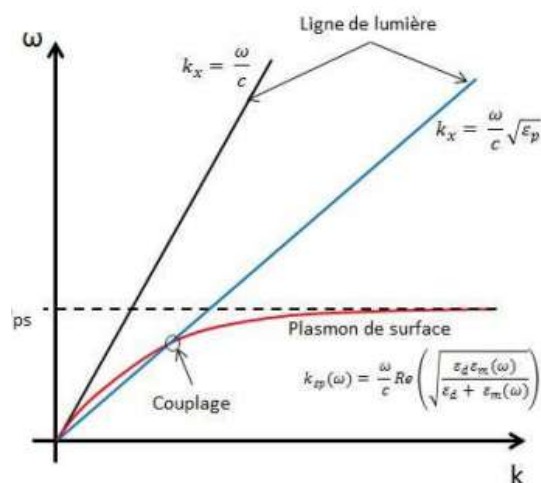


FIGURE 2.7.2 – Couplage photon-plasmon par ATR.

2.7.0.2 Couplage par réseau de diffraction

La deuxième méthode de couplage repose sur la diffraction de la lumière incidente par un réseau périodique. L'introduction d'un motif périodique de pas Λ à l'interface métal/diélectrique provoque la diffraction de l'onde incidente, générant ainsi des ordres de diffraction avec des vecteurs d'onde plus élevés.

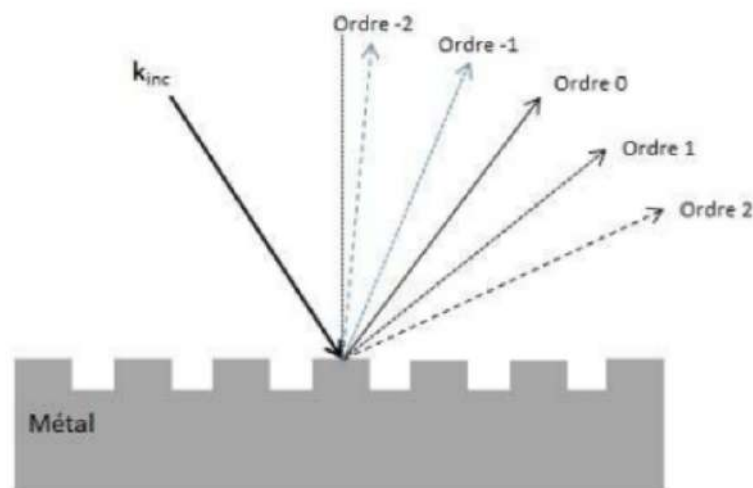


FIGURE 2.7.3 – Diffraction d'une onde incidente par un motif périodique.

Mathématiquement, si k_{chi} est la composante tangentielle du vecteur d'onde de l'onde incidente, arrivant avec un angle θ_{inc} par rapport à la normale sur le réseau de diffraction (voir Figure 2.7.3)), alors pour un ordre p de diffraction, sa composante tangentielle du vecteur d'onde k_x^p sera donnée par

$$k_x^p = k_x + p \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_p} \sin \theta_{\text{Inc}} + p \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.7.3)$$

Avec p étant un entier relatif. Sur un graphique de dispersion (ω en fonction de k), ce couplage est visualisé par une translation horizontale de la courbe de dispersion de l'onde incidente par une quantité de $\frac{p2\pi}{\Lambda}$. Cela crée des points d'intersection avec la courbe de dispersion du plasmon de surface, indiquant les conditions de couplage pour un pas de réseau donné et une certaine longueur d'onde, comme illustré à la Figure 2.7.4

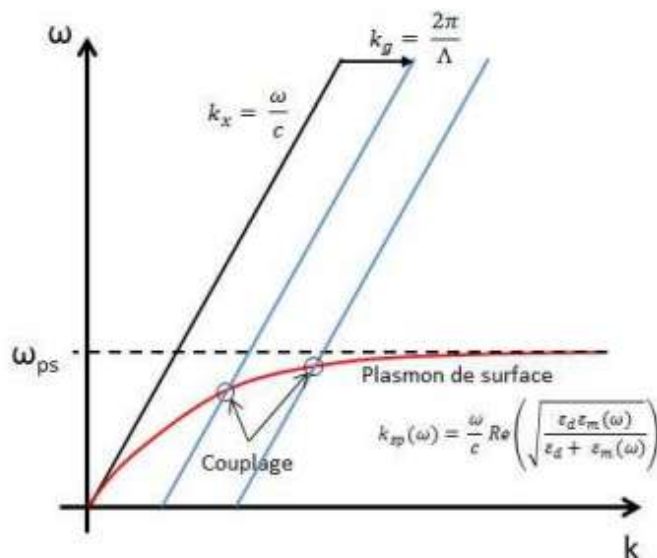


FIGURE 2.7.4 – Couplage lumière-plasmon par réseau de diffraction.

Ainsi, le couplage peut se produire pour différents ordres de diffraction. Cependant, dans la gamme de longueurs d'onde du visible qui nous intéresse, seuls les premiers ordres seront significatifs. Ayant exploré les plasmons, leurs propriétés optiques et les méthodes d'excitation, nous allons maintenant nous pencher sur leurs diverses applications. Pour la suite de ce mémoire, nous nous limiterons aux systèmes de couplage utilisant des réseaux de diffraction gravés dans de fines couches d'or.

2.8 Capteur a cristaux photoniques basés sur les plasmons de surface

2.8.1 Principe de fonctionnement

Les plasmons de surface (SP) sont des oscillations cohérentes et collectives d'électrons libres, générées par une excitation incidente à l'interface métal-diélectrique. La résonance plasmonique de surface (SPR), résultant des SP, a la propriété d'amplifier considérablement

le champ électromagnétique local. De plus, le SPR est très sensible à l'indice de réfraction à la surface du film métallique. Toute modification de l'environnement entraîne des changements dans la réponse spectrale de résonance du SPR, ce qui peut révéler des informations sur le système étudié.

Ainsi, les capteurs SPR, basés sur ces principes, sont utilisés pour détecter des informations moléculaires dans un champ électromagnétique local intensifié. Ils fonctionnent comme des réfractomètres optiques à couche mince, mesurant les variations de l'indice de réfraction à la surface d'un film métallique. Lorsqu'une lumière polarisée p interagit avec l'interface métal-diélectrique, une partie du champ électromagnétique se propage à travers cette interface, créant un champ évanescent, même si les photons sont réfléchis par l'interface (voir Figure 2.8.1).

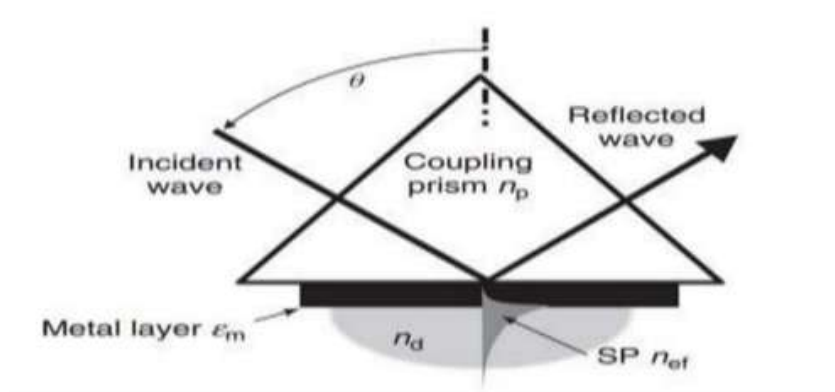


FIGURE 2.8.1 – Principe de fonctionnement d'un détecteur a SPR sur un prisme. [67]

L'onde évanescente excite les électrons libres à la surface du métal, initiant la formation d'un plasmon de surface. Ce phénomène s'accompagne d'une intensification du champ électromagnétique, qui décroît exponentiellement en s'éloignant de la surface. Pour un angle d'incidence précis, la constante de propagation de l'onde lumineuse devient égale à celle du plasmon, ce qui permet un couplage entre les photons et le plasmon. Cet angle de résonance est directement corrélé à l'indice de réfraction du milieu environnant, une propriété fondamentale pour la détection.

2.8.2 Conditions d'excitation d'un plasmon de surface dans une fibre optique Plasmon

Lorsqu'un matériau interagit avec un champ électromagnétique, il peut y avoir un couplage entre le champ et la polarisation locale induite dans le matériau, donnant naissance à une excitation combinée appelée polariton. Si le matériau polarisable est un gaz d'électrons libres (un métal ou un matériau de type métallique), le couplage

se produit avec les oscillations collectives et quantifiées des électrons, que l'on nomme plasmon-polariton ou simplement plasmon. L'énergie typique des plasmons de volume dans les métaux est d'environ 10 eV. Il est à noter que les plasmons existent aussi dans les diélectriques, où ils représentent la quantification des oscillations du nuage électronique par rapport à l'ensemble des ions positifs, avec des énergies de l'ordre de 10 à 20 eV [68](voir Figure 2.8.2).

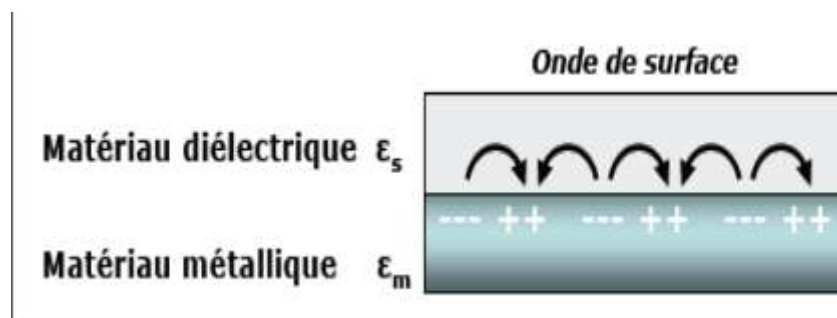


FIGURE 2.8.2 – propagation des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal. [68]

On peut identifier deux types de plasmons :

- A) **Plasmons de volume** : Les plasmons de volume sont les oscillations quantifiées du plasma qui se produisent à l'intérieur du volume d'un métal. Ces oscillations résultent de fluctuations spatio-temporelles de la densité de charge moyenne dans le métal. Bien qu'ils puissent être excités par le passage ou la réflexion d'électrons à travers un mince film métallique, les plasmons de volume n'interagissent pas directement avec la lumière.
- B) **Plasmon de surface** : Un plasma est un gaz dense de particules chargées, et dans ce contexte, il s'agit du plasma d'électrons libres à l'intérieur d'un métal. Des oscillations peuvent se propager à travers le volume de ce plasma, et le quantum d'excitation associé à ces oscillations longitudinales de la densité de charge est appelé plasmon de volume. Les oscillations collectives des charges à la surface sont appelées plasmons de surface. Le terme plasmon-polariton est utilisé pour souligner leur interaction avec le champ électromagnétique externe. Il s'agit d'un phénomène de résonance dont la fréquence peut varier de 0 à $\frac{\omega_p}{2}$ (voir Figure 2.8.3)

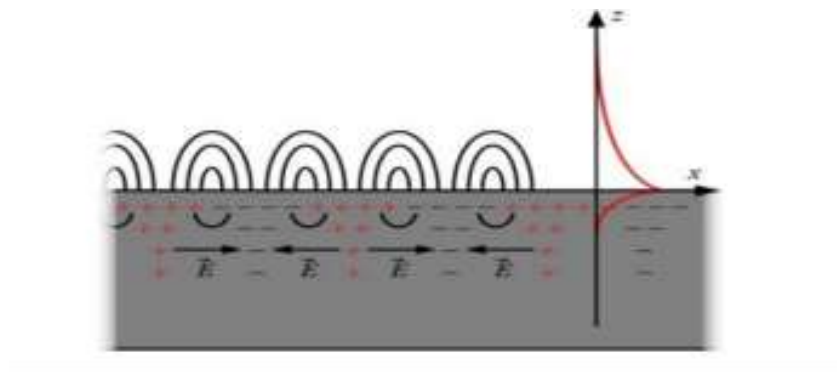


FIGURE 2.8.3 – représentation des charges et des champs électromagnétiques associés aux plasmons de surface. [68]

On distingue deux types de plasmons de surface selon leur distance de propagation :

- Les plasmons de surface délocalisés (SPP) qui se propagent sur des surfaces métalliques planes.
- Les plasmons de surface localisés (LSP) qui sont des excitations confinées du plasma d'électrons dans de petites structures de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres, comme des nanoparticules métalliques ou des irrégularités de surface.

Dans le domaine de l'optique, une propriété particulièrement intéressante des plasmons de surface est leur capacité à concentrer et à guider la lumière dans des structures de dimensions inférieures aux longueurs d'onde. Ceci permet, d'une part, une forte interaction des plasmons de surface avec leur environnement, notamment les matériaux à l'interface avec le métal. D'autre part, cela ouvre la voie à la fabrication de structures de guidage ou de composants complexes sub-longueur d'onde basés sur les plasmons de surface.

2.9 Conclusion

Au cours de ce deuxième chapitre, nous avons exposé les différents aspects des capteurs, incluant leur structure, leurs types et leurs caractéristiques. Ce travail étant axé sur la conception de capteurs basés sur les plasmons polaritons de surface (PPS), un domaine de recherche actif depuis plusieurs années en raison de leur aptitude à confiner la lumière à l'échelle sub-longueur d'onde, nous avons présenté en détail le cadre théorique de ces plasmons polaritons de surface.

CHAPITRE 3

Modèle physico-optique du capteur PCF à base de PPS

3.1 Introduction

Les capteurs à fibres optiques exploitant les plasmons polaritons de surface tirent parti des interactions entre la lumière et les ondes de surface à l'interface métal-dielectrique, permettant une détection très sensible des variations de l'indice de réfraction. Ce chapitre est principalement consacré à l'étude du principe physique à l'origine de la génération des ondes de plasmon de surface, ainsi qu'à la présentation des méthodes de modélisation des structures périodiques diélectriques. Nous y détaillerons les bases de la méthode FDTD (Finite-Difference Time-Domain), en insistant sur les éléments essentiels à la modélisation des fibres optiques fondées sur le mécanisme des plasmons polaritons de surface.

3.2 Rappels : métaux et ondes électromagnétiques

3.2.1 Équations de Maxwell

Une onde électromagnétique est une fluctuation associée entre un champ électrique \mathbf{E} et un champ magnétique \mathbf{H} , illustrée par un triplet $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{k})$ direct, où \mathbf{k} symbolise le vecteur d'onde. Elle est présentée sous sa forme complexe en régime harmonique par les formules suivantes :

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi)} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi)} \mathbf{H}_0\end{aligned}\tag{3.2.1}$$

Où \mathbf{E} et \mathbf{H} obéissent aux équations de Maxwell (les notations en gras représentent des vecteurs), avec ω pulsation de l'onde ($\omega = 2\pi f$ avec f la fréquence de l'onde), \mathbf{r} est le vecteur position, t est le temps et φ est phase. Dans le cas d'un milieu conducteur, non homogène et non magnétique, les équations de Maxwell dépendantes du temps s'écrivent [69] :

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\tag{3.2.2}$$

Avec \mathbf{B} est l'induction magnétique générée par le champ \mathbf{H} dans le matériau de perméabilité μ_0 (milieu non magnétique) :

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}\tag{3.2.3}$$

D est le déplacement des charges induit par le champ électrique E dans le milieu de permittivité ε :

$$\mathbf{D} = \varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E} \quad (3.2.4)$$

J est la densité de courant électrique reliée au champ électrique par la conductivité σ :

$$J = \sigma E \quad (3.2.5)$$

La matière interagit avec l'onde électromagnétique d'une manière fortement dépendante de sa fréquence, ce qui se manifeste par la dispersion de la permittivité ε du milieu dans lequel elle se propage. Particulièrement pour un métal, les champs électriques et magnétiques de l'onde peuvent non seulement interagir avec les électrons liés du matériau, mais aussi avec les électrons de conduction. Ainsi, la conductivité a une importance considérable dans cette interaction. Cela devient évident lorsque l'on formule les équations de Maxwell en utilisant le formalisme complexe dans un contexte harmonique :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (3.2.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \left(\varepsilon + i\frac{\sigma}{\omega} \right) \mathbf{E} = -i\omega\hat{\varepsilon}\mathbf{E} \quad (3.2.7)$$

D'où :

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon_D \varepsilon_m = \varepsilon_D \left(\varepsilon_{ss} + i\frac{\sigma}{\omega} \right) \quad (3.2.8)$$

3.2.2 Conditions aux limites

Pour obtenir une représentation intégrale du champ électromagnétique, il est nécessaire d'ajouter aux quatre équations de Maxwell et aux trois équations constitutives, un groupe de quatre équations que l'on nomme conditions aux limites. Ces équations imposent des contraintes sur le champ électromagnétique à la limite entre deux milieux. Désignons par N_{12} un vecteur unitaire orienté du milieu (1) vers le milieu (2), perpendiculaire à une section infinitésimale de l'interface entre ces deux milieux. Les équations vectorielles (8) et (9) démontrent que la composante tangentielle du champ électrique reste continue à travers la section, tandis que la composante tangentielle du champ magnétique correspond à la densité de courant électrique traversant l'interface [70] :

$$\mathbf{N}_{12} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = \mathbf{0} \quad (3.2.9)$$

$$\mathbf{N}_{12} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{J} \quad (3.2.10)$$

Où les indices 1 et 2 font référence à chaque un des deux environnements. Deux autres équations scalaires indiquent que la composante normale du déplacement électrique correspond à la densité de charges à la surface, tandis que la composante normale du champ magnétique demeure continue :

$$\mathbf{N}_{12} \times (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = \rho \quad (3.2.11)$$

$$\mathbf{N}_{12} \times (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = \mathbf{0} \quad (3.2.12)$$

3.2.3 Permittivité des métaux

Pour déterminer la propagation d'une onde lorsqu'elle interagit avec un métal, il est nécessaire de connaître la permittivité de ce métal. C'est le modèle de Drude qui est généralement employé pour expliquer cette interaction. Il prend uniquement en compte les électrons libres présents dans le métal (également connus sous le nom de « gaz d'électrons ») : il estime que le déplacement d'un électron libre induit par le champ électrique de l'onde périodique est le résultat d'une force électrique $-eE$ et d'une force de freinage $-v/\tau$ [69] :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + m \frac{v}{\tau} = -eE \quad (3.2.13)$$

Où m et $-e$ représentent respectivement la masse et la charge de l'électron, v symbolise sa vitesse et τ représente le délai d'atténuation causé par les collisions. Dans un régime harmonique, la densité de courant s'exprime en termes de densité d'électrons présente dans le milieu, notée N :

$$J(\omega) = \sigma(\omega)E_0 = \frac{Ne^2}{m\left(\frac{1}{\tau} - i\omega\right)}E_0 \quad (3.2.14)$$

En combinant les équations (3.2.10) et (3.2.14), on obtient la permittivité complexe du métal :

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega\left(\omega + \frac{i}{\tau}\right)} \quad (3.2.15)$$

Avec ω_p pulsation de résonance du plasma dans le métal :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}} \quad (3.2.16)$$

Typiquement, pour une densité de porteurs libres N 10^{22} à 10^{23}cm^{-3} , la fréquence plasma se situe dans l'UV. La partie réelle de la permittivité est négative (voir figure 3.2.1a), en raison du fait que les électrons de conduction masquent le champ électrique de l'onde. Cette atténuation est moins importante à des longueurs d'onde plus courtes lorsque la fréquence tend vers la fréquence du plasma : l'onde peut en partie infiltrer le matériau, facilitant notamment la production de plasmons de surface. Toutefois, plus la pénétration est importante, plus les pertes ohmiques le deviennent. Inversement, à des longueurs d'onde plus grandes (radiofréquence), l'écran est tel que les structures métalliques peuvent agir comme des réflecteurs parfaits ou des guides d'ondes sans perte pour les ondes électromagnétiques. Par ailleurs, les contributions des électrons libres et des électrons liés (de la bande d) apparaissent clairement sur la partie imaginaire de la permittivité (figure 3.2.1b). Le modèle de Drude ne permet de représenter l'impact que des premiers.

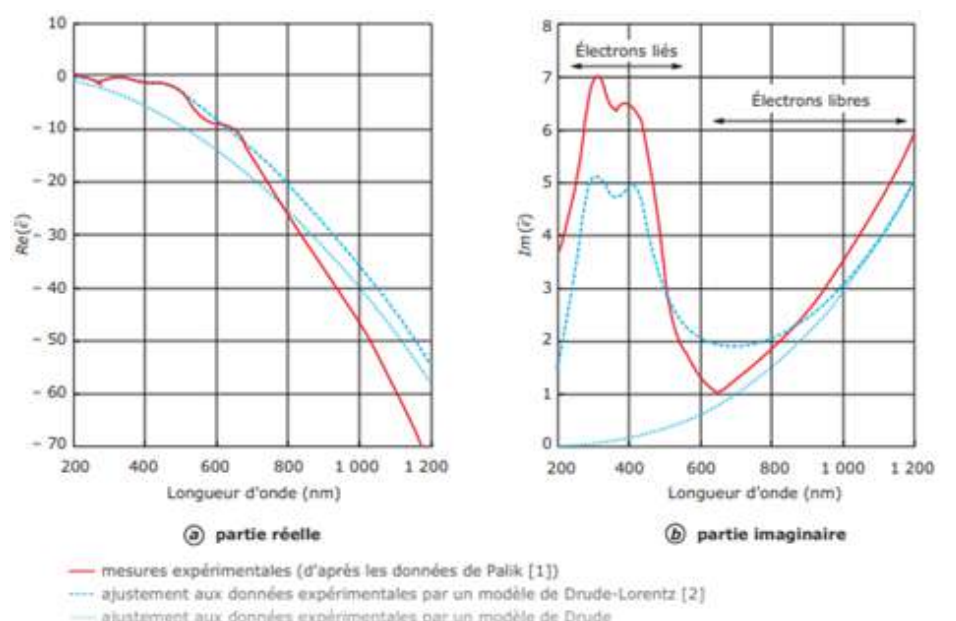


FIGURE 3.2.1 – Dispersion de la partie réelle et de la partie imaginaire de la permittivité complexe de l'or.

3.3 Principe physique de la génération d'onde de plasmon de surface

3.3.1 Résonance des plasmons de surface : configuration de Kretschmann

Comme mentionné dans le chapitre précédent, pour générer des SPP, l'invariance de translation d'un système doit être violée par l'inhomogénéité de la surface ou d'une onde incidente. Nous examinons ci-dessous l'excitation d'un SPP par un faisceau limité. Quand l'angle d'incidence du faisceau approche celui correspondant à l'ATR (réflexion totale atténuée), un champ supplémentaire qui dépasse largement la frontière géométrique du faisceau réfléchi se manifeste. Dans le cadre de la géométrie de Kretschmann, ce champ a été observé grâce à des simulations informatiques [68] et des expériences [42]. On a interprété cet effet en tant qu'excitation d'un SPP. Analysons ce phénomène de manière approfondie.

On part du principe que le faisceau est constitué d'une onde plane avec $k_x = k_x^{inc}$ passant à travers une fente $X_0 - a/2 < x < X_0 + a/2$ qui est situé dans le plan $z = Z_0 < 0$. La position de la fente

$$X_0 = Z_0 k_x^{inc} / \sqrt{k_0^2 \varepsilon_D - (k_x^{inc})^2} \quad (3.3.1)$$

Le choix est fait de manière à ce que le centre du faisceau se situe au point $x = 0$, lorsque l'on est à la surface métallique, soit $z = 0$. L'amplitude $|Z|$ L'écart entre la fente et la surface métallique est assez considérable (10λ) pour assurer qu'un SPP ne soit pas stimulé par le champ à proximité de la fente.

$$H_0 \exp(i k_x^{inc} (x - X_0)) \quad (3.3.2)$$

Dans la configuration de la fente, le champ magnétique $H_i(x, y)$ correspond à l'intérieur et à l'extérieur de la fente (partie supérieure de la figure 3.2.1b). Ce champ peut être représenté comme une somme d'ondes planes

$$H_i(x, Z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} h_i(k_x, Z_0) \exp(i k_x x) dk_x \quad (3.3.3)$$

Où le spectre spatial du champ juste au-delà de l'écran,

$$\begin{aligned} h_i(k_x, Z_0) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_i(x, Z_0) \exp(-ik_x x) dx \\ &= \frac{H_0}{2\pi} \int_{-\sigma/2}^{\sigma/2} \exp(ik_x^{\text{inc}}(x - X_0)) \exp(-ik_x x) dx \end{aligned} \quad (3.3.4)$$

Évalue à

$$h_i(k_x, Z_0) = H_0 \frac{\sin [(k_x - k_x^{\text{inc}})a/2]}{\pi(k_x - k_x^{\text{inc}})} \exp(-ik_x X_0) \quad (3.3.5)$$

En utilisant la relation de dispersion pour l'onde plane dans le vide, il est possible d'écrire l'expression du champ incident sur un plan donné. $z > Z = \text{const}$

$$H_i(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} h_i(k_x, z) \exp(ik_x x) dk_x \quad (3.3.6)$$

Avec

$$h_i(k_x, z) = h_i(k_x, Z_0) \exp \left[i\sqrt{k_0^2 \varepsilon_D - k_x^2} (z - Z_0) \right] \quad (3.3.7)$$

En particulier, à l'interface prisme/métal ($z = 0$) on obtient :

$$h_i(k_x, 0) = H_0 \frac{\sin [(k_x - k_x^{\text{inc}})a/2]}{\pi(k_x - k_x^{\text{inc}})} \exp \left(-ik_x X_0 - i\sqrt{k_0^2 \varepsilon_D - k_x^2} Z_0 \right) \quad (3.3.8)$$

Le faisceau incident à la même interface,

$$H_i(x, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} h_i(k_x, 0) \exp(ik_x x) dk_x \quad (3.3.9)$$

Évaluée de manière numérique (partie basse de la figure 3.3.1b). Comme on peut l'observer, même à l'interface prisme métal, le calcul de la répartition d'intensité du champ est réalisé numériquement (section inférieure de la figure 3.3.1b). Comme on peut le noter, même sur l'interface prisme métal, la répartition de l'intensité du champ $|H_i(x, 0)|$ ressemble à celle de la distribution initiale $H_i(x, Z_0)$. Le faisceau présente une forme significativement floue due à la diffraction. Cet effet est plus prononcé à grande échelle (voir la courbe continue de la figure 3.3.2a). Il convient de préciser que la distance $|Z|$ correspond à 10λ (où $\lambda = \frac{2\pi}{k_0}$). Dans nos calculs, elle est suffisamment grande pour que les ondes évanescentes ($k_x > k_0$) se dissipent. Cela est corroboré par un autre calcul, dans lequel les amplitudes de toutes les ondes évanescentes sont délibérément portées à zéro. Dans cette estimation, les champs obtenus ne varient pas de manière significative par rapport à ceux obtenus lors du calcul intégral qui prend en compte les ondes évanescentes .

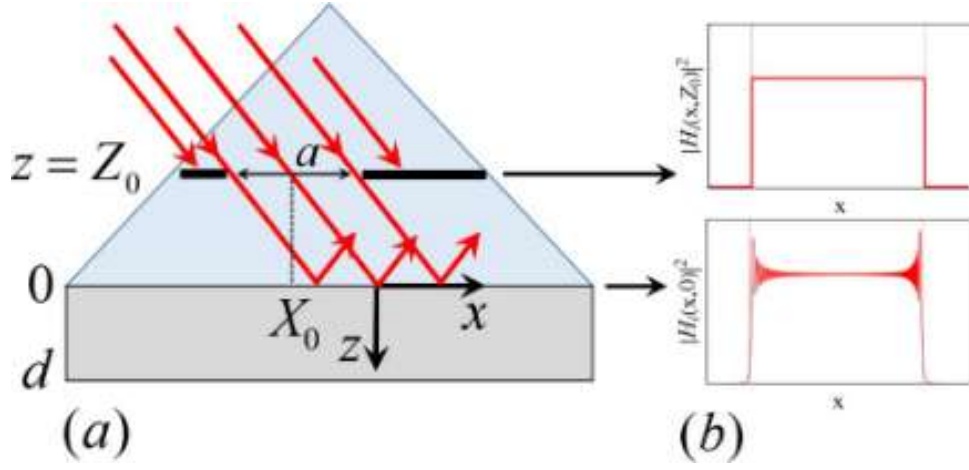


FIGURE 3.3.1 – (a) Configuration du système qui observe l’excitation d’un SPP à la frontière d’un faisceau lumineux. (b) Profils d’intensité du champ magnétique dans l’onde incidente à la fente, pour $z < Z_0 = 0$ (illustration supérieure) et au niveau du film métallique, $z = 0$.

En illustrant la portée totale d’une onde plane, nous simplifions le problème de la rencontre d’un faisceau limité à l’incidence d’une onde plane dont la résolution est parfaitement identifiable pour le champ magnétique $g(k_x, z)$:

$$g(k_x, z) = \begin{cases} \exp(ik_{zD}z) + r(k_x) \exp(-ik_{zD}z), & z < 0, \\ a(k_x) \exp(ik_{zM}z) + b(k_x) \exp(-ik_{zM}z), & 0 < z < d, \\ t(k_x) \exp(ik_{zV}(z-d)), & z > d. \end{cases} \quad (3.3.10)$$

On peut établir les amplitudes complexes a , b , t et r en associant les solutions aux limites [71, 72, 73]. Plus précisément, l’équation (3.2.1) fournit la valeur de l’amplitude de l’onde réfléchi. On peut établir le champ total du faisceau à partir des équations (3.2.12) et (3.2.14) grâce à la relation suivante :

$$H(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} h_i(k_x, 0) g(k_x, z) \exp(ik_x x) dk_x \quad (3.3.11)$$

En particulier, le champ réfléchi H_r est

$$H_r(x, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} h_i(k_x, 0) r(k_x) \exp(ik_x x) dk_x \quad (3.3.12)$$

Nous considérons une partie diffusée du champ magnétique, définie comme le champ total

sans le champ incident :

$$g_S(k_x, z) = \begin{cases} r(k_x) \exp(-ik_{zD}z), & z < 0, \\ a(k_x) \exp(ik_{zM}z) + b(k_x) \exp(-ik_{zM}z), & 0 < z < d, \\ t(k_x) \exp(ik_{zV}(z-d)), & z > d, \end{cases} \quad (3.3.13)$$

Et

$$H_S(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} h_i(k_x, 0) g_S(k_x, z) \exp(ik_x x) dk_x \quad (3.3.14)$$

La figure 3.3.2 présente la valeur absolue de l'intensité du champ magnétique diffusé $H_s(x, y)$ dans le plan xz , calculée à partir de l'équation (3.3.2). Il est important de noter que l'angle d'incidence du rayonnement a été choisi pour minimiser le coefficient de réflexion. Dans cette configuration, le champ réfléchi est très faible à l'intérieur des limites géométriques optiques du faisceau (c'est-à-dire dans la zone délimitée par les lignes en pointillés sur la figure 3.3.2), sauf aux abords immédiats de ces frontières.

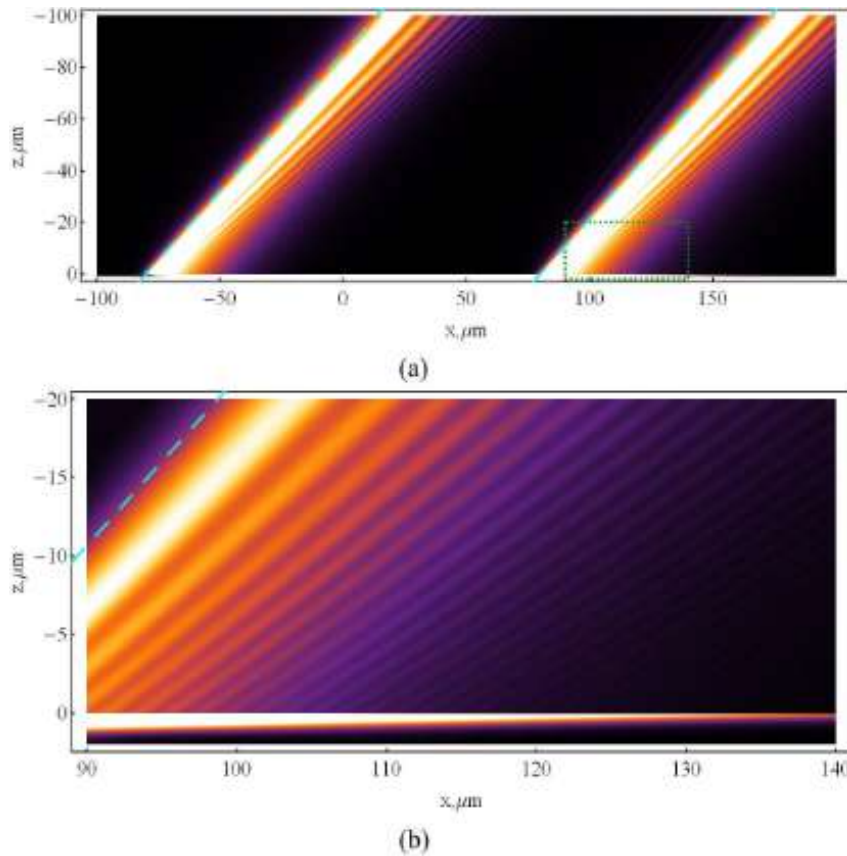


FIGURE 3.3.2 – Répartition de l'intensité du champ magnétique diffusé du faisceau lumineux ($\lambda = 0.8\mu m$) dans la configuration de l'effet Kretschmann :(a) vue d'ensemble ;(b) zoom sur la zone délimitée par le rectangle en pointillés dans la figure (a). .

Les zones correspondant à $z < 0$, $0 < z < 0,045\mu m$ et $z > 0,045\mu m$ représentent

respectivement le diélectrique, le métal, et le vide. Les limites géométriques du faisceau sont indiquées par des lignes en pointillés.

Dans le cadre géométrique du faisceau, où $|x| < a/2$, l'intégrale de l'équation (3.3.2) est minimale en raison des propriétés symétriques de l'intégrande. Cette observation est particulièrement évidente au point $x = 0$.

— Remarque :

Le spectre spatial du champ $H_i(k_x, 0)$ est une fonction symétrique par rapport à $k_x = k_x^{inc}$ (voir Figure 3.3.3), alors que le coefficient de réflexion présente pratiquement une nature antisymétrique (Figure 3.3.4). Ainsi, à l'emplacement $x = 0$, le champ global est minimale. Étant donné que l'intégrande contient le facteur $\exp(ik_x x)$, cette condition varie et le champ connaît une légère augmentation à l'approche des limites du faisceau.

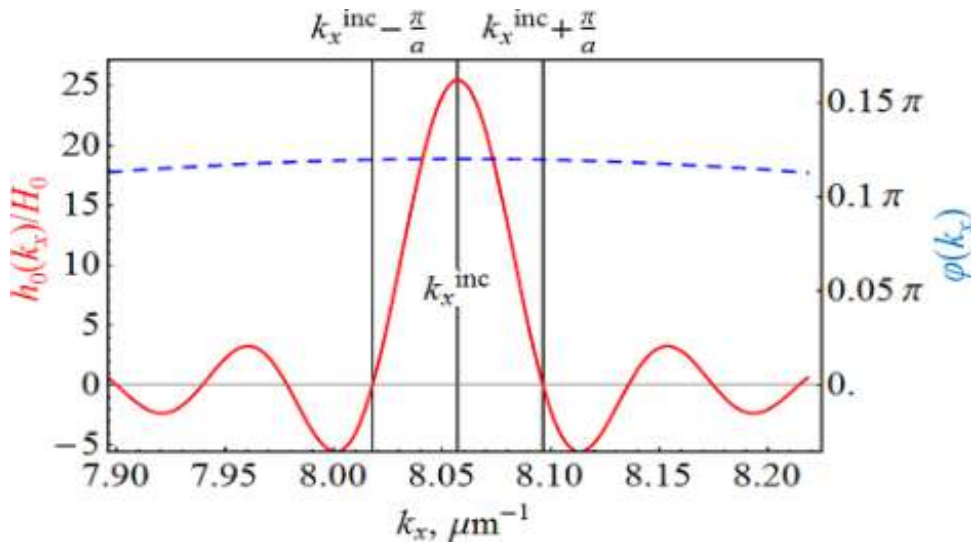


FIGURE 3.3.3 – Spectre spatial de l'onde à l'interface diélectrique-métal, exprimé par les fonctions $h(k_x)$ (trait plein) et $\varphi(k_x)$ (trait pointillé).

Ces fonctions sont présentées comme suit :

$$h_0(k_x) = H_0 \sin [(k_x - k_x^{inc}) a/2] / [\pi (k_x - k_x^{inc})]$$

$$\varphi(k_x, 0) = -k_x X_0 - \sqrt{k_0^2 \varepsilon_D - k_x^2} Z_0, \quad (3.3.15)$$

et

$$h_i(k_x, 0) = h_0(k_x) \exp [i\varphi(k_x)]$$

3.3.2 Interrogation angulaire : réflectivité et coefficients de Fresnel

Il a été démontré qu'une onde évanescente, dont le vecteur d'onde est \mathbf{k} , peut induire une résonance à l'interface métal/diélectrique lorsque la composante de \mathbf{k} selon la direction 'x' correspond au vecteur d'onde des plasmons de surface présents à cette interface. Cette résonance se manifeste énergétiquement par une baisse significative de l'intensité de la lumière réfléchi.

Cette observation expérimentale peut être anticipée à partir des coefficients de Fresnel. En effet, pour un système composé de trois couches (diélectrique 1 / métal / diélectrique 2, voir figure 3.3.4), si l'on note E_i et E_r les amplitudes des champs électriques des ondes incidente et réfléchi respectivement, et d l'épaisseur du film métallique, la réflectivité s'exprime via l'équation dérivée des coefficients de Fresnel pour ce système à trois couches [9] :

$$R = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 = \left| \frac{r_{pm} + r_{ms} \exp(2ik_{mz}d)}{1 + r_{pm}r_{ms} \exp(2ik_{mz}d)} \right|^2 \quad (3.3.16)$$

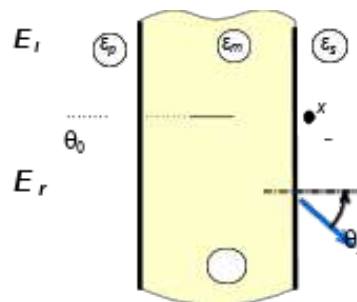


FIGURE 3.3.4 – Interaction de la lumière avec une couche mince : réflexion et réfraction.

Les coefficients r_{pm} et r_{ms} correspondent aux coefficients de réflexion aux interfaces entre le diélectrique 1 et le métal, puis entre le métal et le diélectrique 2, exprimant le rapport des flux d'énergie réfléchis à ces deux frontières. Les formules de Fresnel permettent d'exprimer, pour les polarisation p et s (voir figure 3.3.5), ces coefficients r en fonction des permittivités des milieux et des vecteurs d'onde présents de part et d'autre des interfaces.

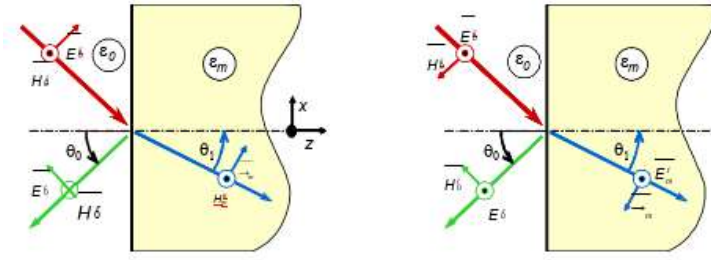


FIGURE 3.3.5 – Schéma illustrant les champs électromagnétiques incident (i), réfléchi (r) et transmis (m) à une interface plane entre deux milieux distincts : à gauche, pour une polarisation de type p (transverse magnétique, TM) ; à droite, pour une polarisation de type s (transverse électrique, TE). Pour une onde de polarisation p (TM)

Pour une onde de polarisation -p (TM transverse magnétique) :

$$r_{pm}^p = \frac{k_{pz}\varepsilon_m - k_{mz}\varepsilon_p}{k_{pz}\varepsilon_m + k_{mz}\varepsilon_p} \quad (3.3.17)$$

et

$$r_{ms}^p = \frac{k_{mz}\varepsilon_s - k_{sz}\varepsilon_m}{k_{mz}\varepsilon_s + k_{sz}\varepsilon_m} \quad (3.3.18)$$

Pour une onde de polarisation-s (TE transverse électrique) :

$$r_{pm}^s = \frac{k_{pz} - k_{mz}}{k_{pz} + k_{mz}} \quad (3.3.19)$$

et

$$r_{ms}^s = \frac{k_{mz} - k_{sz}}{k_{mz} + k_{sz}} \quad (3.3.20)$$

Avec

$$k_{jz} = \left(\varepsilon_j \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 \right)^{1/2} \quad (3.3.21)$$

$$k_x = \sqrt{\varepsilon_p} \frac{\omega}{c} \sin \theta, \quad \omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$$

Pour $j=p,m,sj = p, m, sj=p,m,s$, les lettres p, m et s désignent respectivement le milieu diélectrique 1, la couche métallique, et le milieu diélectrique 2. ε_j représente la permittivité (constante ou fonction) du matériau j. La composante k_{jz} correspond à la composante du vecteur d'onde perpendiculaire à l'interface dans le matériau j, tandis que k_x est la composante tangentielle du vecteur d'onde incident. Par ailleurs, ω désigne la fréquence angulaire de la lumière incidente et c la vitesse de la lumière. La permittivité du milieu 1 s'exprime alors par :

$$\varepsilon_p = n_p^2 \quad (3.3.22)$$

où n_p représente l'indice de réfraction du matériau constituant le diélectrique 1. Pour une

polarisation de type $-s$, les coefficients de réflexion ne peuvent pas diverger (voir équations 3.3.19 et 3.3.20). En revanche, en polarisation $-p$, le dénominateur de r_{ms} (équation 3.3.18) peut s'annuler si :

$$\frac{k_{mz}}{\varepsilon_m} + \frac{k_{sz}}{\varepsilon_s} = 0 \quad (3.3.23)$$

Cette condition correspond exactement à celle permettant l'existence du mode propre des plasmons de surface à l'interface métal/diélectrique (voir Annexe). L'amplification du champ se produit lorsque les composantes normales des vecteurs d'onde k_{mz} et k_{sz} sont imaginaires (cf. Chapitre 1). Autrement dit, cette amplification ne peut avoir lieu que pour des ondes évanescentes. Lorsque le métal possède une permittivité complexe, les coefficients de Fresnel ne divergent pas mais traduisent une absorption résonante. Ainsi, l'effet d'amplification est plus marqué dans les métaux nobles dont la partie imaginaire ε_2 de la permittivité ($\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$) est faible.

Une conséquence importante est qu'un faisceau de polarisation $-s$ ne peut pas exciter d'oscillations de charges à l'interface métal/diélectrique, donc pas d'excitation de plasmons de surface. En revanche, une onde évanescente atteignant cette interface se décompose dans le métal en une onde transverse et une onde longitudinale. Cette composante longitudinale génère un potentiel vecteur qui peut se coupler aux oscillations de densité de charges en surface, c'est-à-dire aux plasmons de surface [74]. Ce principe a été exploité expérimentalement par Otto et Kretschmann grâce à l'utilisation d'un prisme (diélectrique 1) pour générer des ondes évanescentes par réflexion totale interne sur la couche métallique (figure 3.3.6).

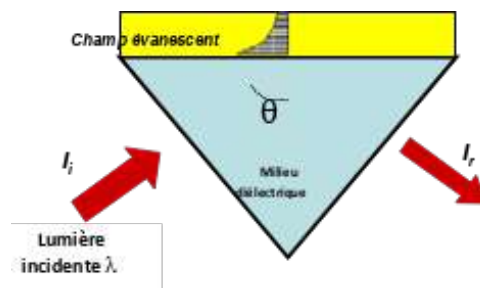


FIGURE 3.3.6 – Illustration du couplage par prisme, configuration de Kretschmann

$$R = \frac{I_r}{I_l} = \left| \frac{E_r}{E_l} \right|^2 = \left| \frac{r_{pm} + r_{ms} \exp(2ik_{mz}d)}{1 + r_{pm}r_{ms} \exp(2ik_{mz}d)} \right|^2 \quad (3.3.24)$$

La Figure 3.3.7 présente les courbes de réflectivité d'une onde lumineuse de 600 nm, calculées selon les équations de Fresnel (équation 3.3.13) dans la configuration de Kretschmann-Raether. Ces courbes mettent en évidence la résonance des plasmons de

surface et la dépendance du minimum de réflectivité vis-à-vis de l'indice de l'analyte (milieu 2).

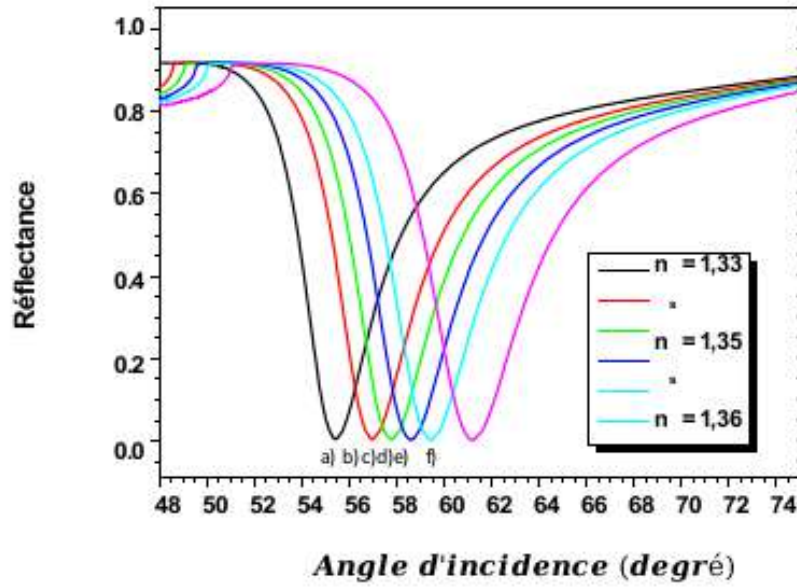


FIGURE 3.3.7 – Variation de la réflectance en fonction de l'indice du milieu extérieur : (a) : 1,33, (b) : 1,35, (c) : 1,36, (d) : 1,37, (e) : 1,38, (f) : 1,40. Simulation réalisée à partir de l'expression de la réflectivité de Fresnel avec les paramètres suivants : longueur d'onde ($\lambda = 600 \text{ nm}$; $n_p = 1,8$; $(m)(600\text{nm}) = -15,999 + i0,448$; $e = 50\text{nm}$)

3.3.3 Approximation de Kretschmann-Raether

Selon Kretschmann et Raether [75, 76], la réflectivité RRR (équation 3.3.13) pour une polarisation-p peut être approchée par une fonction lorentzienne symétrique, sous certaines hypothèses que nous présenterons brièvement. Ils montrent que, lorsque $2ik_{mz}d < 0$ et $\varepsilon_m < 0$, le zéro du dénominateur de l'équation 3.3.13 correspond à la relation de dispersion des plasmons de surface dans un système à couches minces, exprimée par

$$1 + r_{pm}r_{ms} \exp(2ik_{mz}d) = 0 \quad (3.3.25)$$

Ce qui peut également s'écrire sous la forme suivante :

$$\left(\frac{k_{pz}}{\varepsilon_p} + \frac{k_{mz}}{\tilde{\varepsilon}_m} \right) \left(\frac{k_{mz}}{\tilde{\varepsilon}_m} + \frac{k_{sz}}{\varepsilon_s} \right) + \left(\frac{k_{pz}}{\varepsilon_p} - \frac{k_{sz}}{\varepsilon_s} \right) \left(\frac{k_{mz}}{\tilde{\varepsilon}_m} - \frac{k_{sz}}{\varepsilon_s} \right) \exp(2ik_{mz}d) = 0 \quad (3.3.26)$$

E. Kretschmann a alors proposé certaines approximations que nous allons détailler. Pour des valeurs importantes de l'épaisseur d (et lorsque $k_{mz}k_{mz}$ est purement imaginaire), le terme $\exp(2ik_{mz}d)$ tend vers zéro. Ainsi, on retrouve la relation de dispersion des plasmons de surface à l'interface

entre deux milieux semi-infinis, telle qu'exprimée dans l'équation (3.3.23), dont la solution est donnée par l'équation (3.3.25).

$$k_x^0 = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_p \tilde{\varepsilon}_m}{\varepsilon_p + \tilde{\varepsilon}_m} \right)^{1/2} \quad (3.3.27)$$

Dorénavant, lorsque l'épaisseur d diminue, E. Kretschmann considère que le second terme agit comme une perturbation.

$$k_R = -\frac{\omega}{c} [r_{pm}]_{k_x=k_x^0} \left(\frac{2}{\tilde{\varepsilon}_m - \varepsilon_s} \right) \left(\frac{\tilde{\varepsilon}_m \varepsilon_s}{\tilde{\varepsilon}_m + \varepsilon_s} \right)^{3/2} \exp \left[i \frac{4\pi d}{\lambda} \frac{\tilde{\varepsilon}_m}{(\varepsilon_m + \varepsilon_s)^{1/2}} \right] \quad (3.3.28)$$

Le terme k_R est un nombre complexe : sa partie réelle détermine la position de la résonance des plasmons, tandis que sa partie imaginaire traduit une atténuation supplémentaire de l'onde incidente.

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_p \sin \theta_0 = k_x^0 \pm k_R \quad (3.3.29)$$

La seconde approximation que propose E. Kretschmann est de faire le développement limité suivant :

$$k_{jz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j - (k_x^0 + k_R)^2} \approx k_{jz}^0 - \frac{k_x^0}{k_{jz}^0} k_R \quad (k_R \ll k_x^0) \quad (3.3.30)$$

Enfin, la dernière approximation proposée par E. Kretschmann pour le calcul de la réflectance consiste à supposer que $k_0^x k_r$, ce qui est valable uniquement à proximité de la résonance. Dans ce cas, l'équation (3.3.13) prend la forme d'une fonction de Lorentz.

$$R = 1 - \frac{4k_0'' k_R''}{(k_x - k_{sp}')^2 + k_{sp}''^2} \quad (3.3.31)$$

avec k_0 désignant le vecteur d'onde du plasmon de surface pour un système semi-infini :

$$k_0 = k_0' + ik_0'' = \left(\frac{\omega}{c} \right) \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_s}{\varepsilon_m + \varepsilon_s}} k_{sp} = k_{sp}' + ik_{sp}'' = k_0 + k_R \quad (3.3.32)$$

Par conséquent, dans le cadre de cette approximation, la condition de résonance s'exprime de la manière suivante :

$$\sqrt{\varepsilon_p} \frac{\omega}{c} \sin \theta = \left(\frac{\omega}{c} \right) \left[\sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_s}{\varepsilon_m + \varepsilon_s}} + \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_s}{\varepsilon_m + \varepsilon_s}} \frac{\omega}{c} [r_{pm}]_{k_x=k_0} \times \cdots \times \left(\frac{2}{\varepsilon_m - \varepsilon_s} \right) \left(\frac{\varepsilon_m \varepsilon_s}{\varepsilon_m + \varepsilon_s} \right)^{3/2} \exp \left(i \frac{4\pi d}{\lambda} \left(\frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_m + \varepsilon_s} \right)^{1/2} \right) \right] \quad (3.3.33)$$

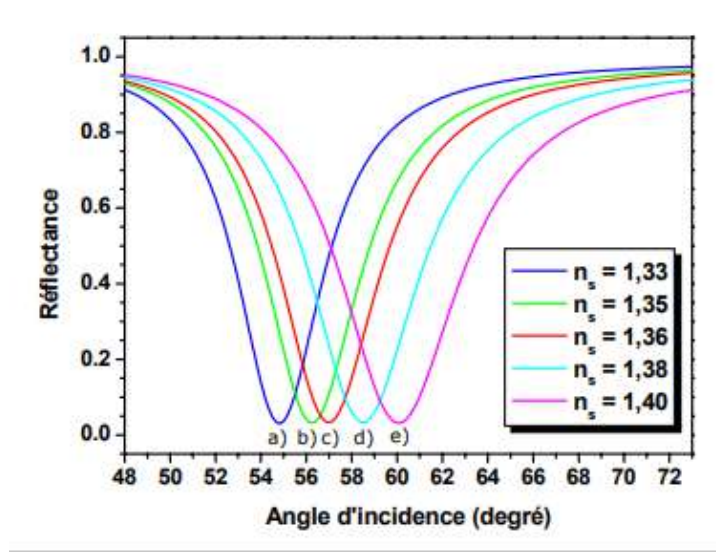


FIGURE 3.3.8 – Variation de la réflectance en fonction de l'indice du milieu extérieur : simulation réalisée à l'aide de la forme symétrique du modèle de Kretschmann pour les indices (a) 1,33, (b) 1,35, (c) 1,36, (d) 1,38, et (e) 1,40. Paramètres de la simulation : longueur d'onde ($\lambda = 600nm$; $n_p = 1,8$; $\varepsilon_m(600nm) = -15,999 + ix0.448$; $e = 50$ nm).

3.3.4 Approximation de Kurihara

Le modèle de Kretschmann a rencontré un grand succès grâce à sa simplicité d'application et à l'équation 3.3.33 qui en découle, mettant clairement en évidence les paramètres influençant la résonance. Cependant, dans le cadre de la théorie de Fresnel, ces paramètres restent implicites plutôt que formellement définis. De plus, le modèle de Kretschmann prédit avec précision le comportement des plasmons résonants uniquement à proximité de la résonance, là où les différentes approximations sont valides. En s'éloignant du point de résonance, la courbe de réflectivité calculée diverge progressivement des résultats expérimentaux, notamment par sa symétrie (réflectivité R) alors que les courbes mesurées sont asymétriques. Pour remédier à cette limitation, Kurihara [77, 78] propose une alternative à l'approche de Kretschmann-Raether, en adoptant une fonction de réflectivité asymétrique plus universelle, mieux adaptée pour décrire la réflectivité dans un spectre plus large.

$$R = A \left[1 - \frac{B + C(k_x - k'_R)}{(k_x - k'_R)^2 + k'^2_R} \right] \quad (3.3.34)$$

Et

$$A = \left| \frac{1}{\sqrt{S}} \right|^2 \quad \text{et} \quad S = S' + iS'' = [r_{pm}]_{k_x=k_0}^{-2} \quad (3.3.35)$$

$$B = -|S|^2 |k_R|^2 + 2(S' - 1)k'_R + (k'_R)^2 - 2S''k'_R k''_R \quad (3.3.36)$$

$$C = 2[(S' - 1)k'_R - S''k''_R] \quad (3.3.37)$$

Les courbes calculées pour une longueur d'onde de 800 nm, présentées à la figure 3.3.9, montrent clairement l'aspect asymétrique de la résonance des plasmons de surface. Cette forme s'accorde davantage avec le modèle de Fresnel ainsi qu'avec les résultats expérimentaux rapportés dans la littérature.

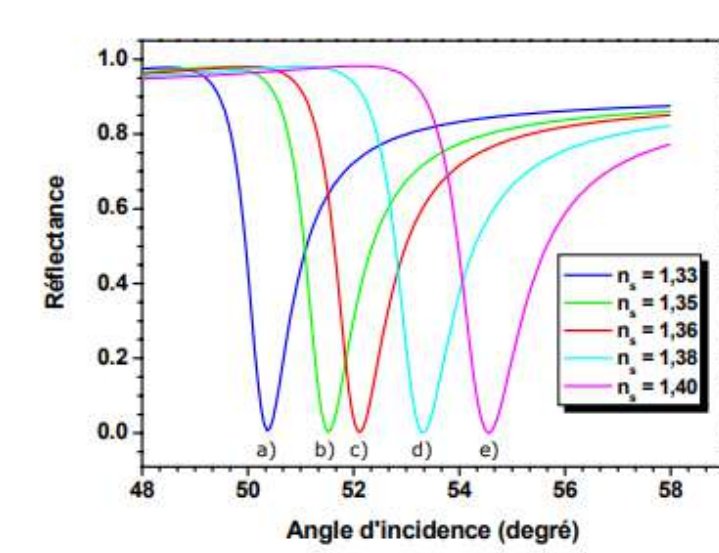


FIGURE 3.3.9 – Variation de la réflectance en fonction de l'indice du milieu extérieur : (a) : 1,33, (b) : 1,35, (c) : 1,36, (d) : 1,38, (e) : 1,40. Simulations réalisées avec la forme asymétrique du modèle de Kurihara ($\lambda = 800$ nm ; $n_p = 1,8$; $\varepsilon'_m(800 \text{ nm}) = -23,485 + i \times 2,047$; $e = 50$ nm).

La figure 3.3.9 présente la comparaison des réponses simulées obtenues à partir des trois modèles étudiés. Il est important de souligner que le modèle de Kretschmann s'écarte nettement des deux autres approches [79]

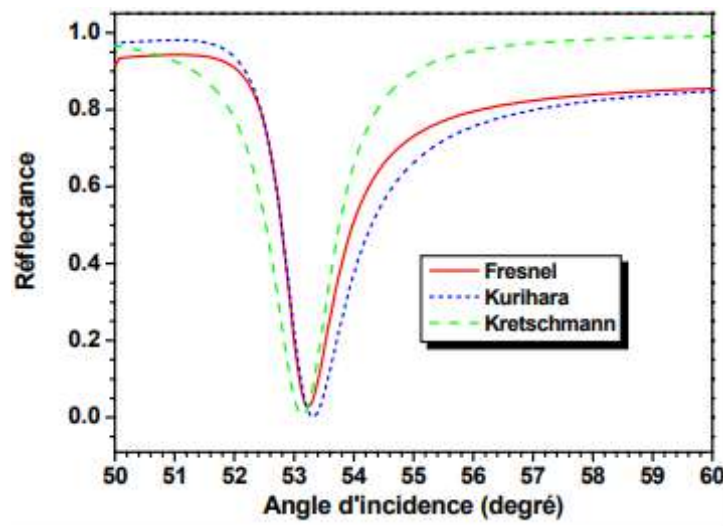


FIGURE 3.3.10 – Comparaison des simulations obtenues selon les trois modèles suivants : Fresnel (ligne rouge continue), Kurihara (ligne bleue en pointillés) et Kretschmann (ligne verte en tirets) pour une longueur d'onde ($\lambda = 800 \text{ nm}$; $n_p = 1,8$; $\varepsilon'_m(800 \text{ nm}) = -3,485 + i \times 2,047$; $n_s = 1,38$; $e = 50 \text{ nm}$).

3.4 Résonance des plasmons de surface dans une fibre optique

Pour observer de manière expérimentale la résonance des plasmons de surface dans une fibre optique, il faut retirer l'enveloppe optique de la fibre et la recouvrir d'un métal sur quelques centimètres. Dans certaines circonstances, on peut associer la lumière à une onde de surface à l'interface entre le métal recouvrant le cœur de la fibre et le matériau diélectrique qui enveloppe cette dernière. Le principe de jumelage est donc identique à celui du jumelage par prisme.

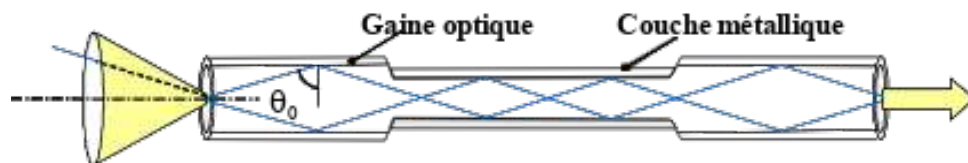


FIGURE 3.4.1 – Représentation de la zone sensible dans un capteur SPR fibre optique.

En revanche, dans un système à prisme, la sélection de l'angle et de la polarisation est possible, ce qui est complexe à réaliser avec une fibre optique. Cela permet de calibrer l'appareil pour une stimulation optimale du plasmon de surface en fonction d'un indice spécifique du milieu diélectrique. Dans une fibre optique éclairée par une lumière blanche, pour un milieu diélectrique d'indice spécifique, de multiples rayons qui respectent les critères de couplage peuvent coexister, selon l'angle de propagation et la longueur d'onde.

Dans une fibre optique multimode ayant une ouverture numérique (NA) de 0,22, tous les faisceaux insérés dans des conditions de réflexion totale (entre 82° et 90°) peuvent coexister simultanément. Ainsi, l'excitation plasmonique de surface dans une fibre optique ne correspond pas précisément à la position de résonance, mais plutôt à la somme des résonances liées à chaque couple (λ_i, θ_i) déterminé par les conditions de résonance. C'est pour cette raison que l'approximation de Kretschmann n'est pas applicable pour déterminer les coefficients de réflexion dans une fibre optique .

3.4.1 Calcul de la réflectivité dans une fibre optique

Le calcul de la réflectivité de la lumière que nous avons adopté repose sur un modèle multicouche (voir figure 3.4.2). Nous avons modélisé l'interface entre le cœur et la gaine de la fibre comme une structure plane, en tenant compte du fait que le diamètre de la fibre est largement supérieur à la longueur d'onde de la lumière.

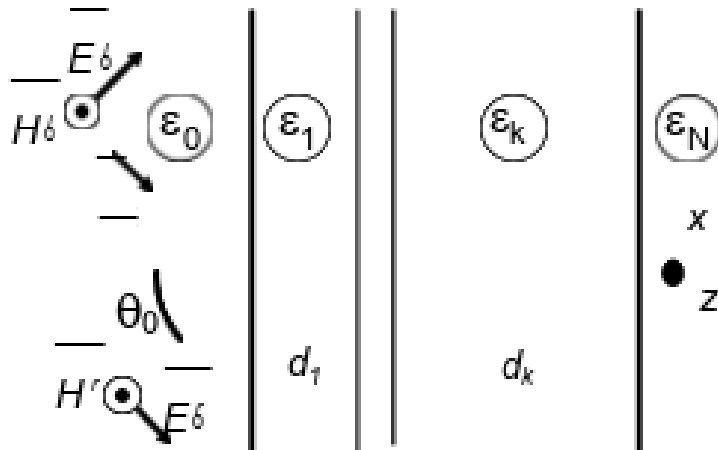


FIGURE 3.4.2 – Schéma d'un système multicouche.

La méthode matricielle, développée à l'origine par Abélès [80], est utilisée pour calculer les coefficients de réflexion dans le cadre d'une structure multicouche plane [81, 82]. Cette approche permet d'analyser l'interaction d'une onde électromagnétique avec un ensemble de couches successives. La matrice obtenue décrit le champ électromagnétique résultant de la réflexion sur un nombre fini d'interfaces, supposées planes et infinies dans la direction perpendiculaire au plan d'incidence.

Ce modèle est applicable à un système composé de N couches, dont les deux extrémités sont considérées comme semi-infinies en épaisseur. Chaque couche k , d'épaisseur d_k , est caractérisée par deux paramètres : sa constante diélectrique ϵ_k et sa perméabilité magnétique μ_k . La première couche correspond au cœur de la fibre, tandis que la dernière représente le milieu extérieur. L'indice optique complexe n_k de chaque couche est relié à

la constante diélectrique ε_k par la relation suivante :

$$n_k^2 = \varepsilon_k = (n_k + iK_k)^2 \quad (3.4.1)$$

La partie réelle de n_k correspond à l'indice de réfraction, tandis que la partie imaginaire k_k représente le coefficient d'extinction. Ainsi, un système constitué de NNN couches est défini par l'ensemble des triplets (n_k, k_k, d_k)

. Toutes les couches, à l'exception de la première et de la dernière, sont modélisées par des matrices de transfert M_k avec $M_k, 1 < k < N$. Ces matrices relient les amplitudes des composantes tangentielle du champ électromagnétique à l'interface entre les couches k et $k + 1$. Les amplitudes U_1 et V_1 , correspondant aux composantes tangentielle du champ à la première interface, sont reliées aux amplitudes U_{N-1} et V_{N-1} à la dernière interface par la relation suivante :

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ V_1 \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} U_{N-1} \\ V_{N-1} \end{bmatrix} \quad (3.4.2)$$

Dans le cas d'un milieu homogène, isotrope et non magnétique, où les propriétés du matériau telles que la permittivité ε_k et la perméabilité μ_k restent constantes à l'interface entre les couches k et $k + 1$, on considère la matrice globale M , résultant du produit des matrices individuelles M_k . Les éléments de cette matrice M sont notés M_{11}, M_{12}, M_{21} et M_{22} . Cette matrice M s'exprime alors de la manière suivante :

$$M = \prod_{k=1}^{N-1} M_k = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (3.4.3)$$

Pour une onde polarisée en mode p (TM), les composantes tangentielle du champ sont E_x et H_y . On pose donc $U_j = H_{yj}$ et $V_j = E_{xj}$. La continuité de ces composantes aux interfaces entre les couches permet alors de définir les matrices de passage M_k de la manière suivante :

$$M_k^P = \begin{bmatrix} \cos \beta_k & \frac{-i \sin \beta_k}{q_k^P} \\ -iq_k^P \sin \beta_k & \cos \beta_k \end{bmatrix} \quad (3.4.4)$$

Où on définit q_k l'admittance optique :

$$q_k^P = \left(\frac{\mu_k}{\varepsilon_k} \right)^{1/2} \cos \theta_k = \frac{(\varepsilon_k - n_c^2 \sin^2 \theta_0)^{1/2}}{\varepsilon_k} \quad (3.4.5)$$

Et β_k correspond au déphasage introduit par chaque couche. Pour une onde de polarisation-s (TE), les composantes tangentielles continues sont E_y et H_x . L'admittance optique s'exprime alors de la manière suivante :

$$\beta_k = \frac{2\pi}{\lambda} n_k d_k \cos \theta_k = \frac{2\pi d_k}{\lambda} (\varepsilon_k - n_c^2 \sin^2 \theta_0)^{1/2} \quad (3.4.6)$$

Dans le cas d'une onde polarisée-s (TE), les composantes tangentielles continues sont E_y et H_x . L'admittance optique est écrite sous la forme suivante :

$$q_k^S = \left(\frac{\varepsilon_k}{\mu_k} \right)^{1/2} \cos \theta_k = (\varepsilon_k - n_c^2 \sin^2 \theta_0)^{1/2} \quad (3.4.7)$$

La matrice de passage \mathbf{M}_k s'écrit alors :

$$M_k^S = \begin{bmatrix} \cos \beta_k & \frac{-i \sin \beta_k}{q_k^S} \\ -i q_k^S \sin \beta_k & \cos \beta_k \end{bmatrix} \quad (3.4.8)$$

Enfin, l'expression générale de la réflectivité \mathbf{R} , en fonction des coefficients de réflexion de Fresnel et des éléments de la matrice résultante \mathbf{M} , est donnée par :

$$R_p = |r_p|^2 = \left| \frac{(M_{11}^p + M_{12}^p q_N^p) q_1^p - (M_{21}^p + M_{22}^p q_N^p)}{(M_{11}^p + M_{12}^p q_N^p) q_1^p + (M_{21}^p + M_{22}^p q_N^p)} \right|^2 \quad (3.4.9)$$

$$R_s = |r_s|^2 = \left| \frac{(M_{11}^s + M_{12}^s q_N^s) q_1^s - (M_{21}^s + M_{22}^s q_N^s)}{(M_{11}^s + M_{12}^s q_N^s) q_1^s + (M_{21}^s + M_{22}^s q_N^s)} \right|^2 \quad (3.4.10)$$

3.4.2 Calcul de la puissance transmise par une fibre

Lorsqu'un faisceau lumineux pénètre à l'entrée d'une fibre optique, il peut être soit réfracté, soit réfléchi dans le plan d'incidence. Le faisceau réfracté sera ensuite réfléchi ou réfracté à l'interface entre le cœur et la gaine de la fibre. Pour exciter un plasmon de surface, il est nécessaire que le faisceau soit totalement réfléchi à la frontière entre le cœur et la couche métallique. Cette réflexion totale se produit lorsque l'angle d'incidence dépasse l'angle critique θ_c , défini par la relation (3.3.37). La puissance transmise par chaque rayon injecté dans la fibre dépend alors de la réflectance R_{ref} au niveau de l'interface cœur/métal, ainsi que du nombre de réflexions N_{ref} subies par le rayon, caractérisé par son angle

d'incidence θ_{in} et sa longueur d'onde (voir figure 3.4.3)

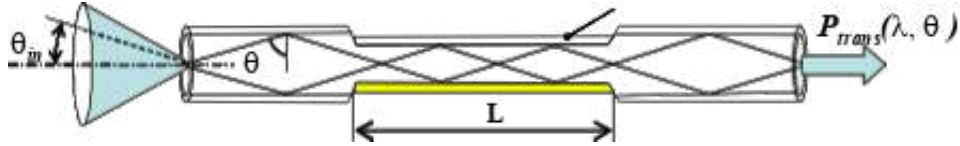


FIGURE 3.4.3 – Schéma illustrant la puissance transmise dans une fibre optique, mettant en évidence les réflexions successives du faisceau lumineux entre le cœur et la gaine.

Le nombre de réflexions subies par le faisceau est déterminé avec précision à partir de l'angle de propagation (θ), du diamètre du cœur D , et de la longueur de la couche sensible L (voir figure 3.4.3). La relation suivante exprime ce lien : [83, 84]

$$N_{ref} = \frac{L}{D \tan \theta} \quad (3.4.11)$$

La puissance lumineuse transmise P_{trans} , pour un rayon injecté sous un angle d'incidence θ_{in} et caractérisé par une longueur d'onde λ_{in} , s'exprime par :

$$P_{trans} = (R_{ref})^{N_{ref}(\theta)} \quad (3.4.12)$$

Il est important de noter qu'avec une source monochromatique, l'intensité reste constante quel que soit l'angle d'injection. En revanche, dans notre étude, nous utilisons une source lumineuse de type Lambertien, dont l'intensité varie continuellement en fonction de l'angle d'injection de chaque rayon. Une fois la lumière couplée dans la fibre, elle devient directionnelle, ce qui permet de définir une distribution modale de puissance [85]. Ainsi, le flux de puissance dP émis par la fibre entre les angles θ_0 et $\theta_0 + d\theta_0$ (voir figure 3.4.4) est proportionnel à :

$$dP \propto \left(\frac{\tan \theta_0}{\cos^2 \theta_0} d\theta_0 \right) \quad (3.4.13)$$

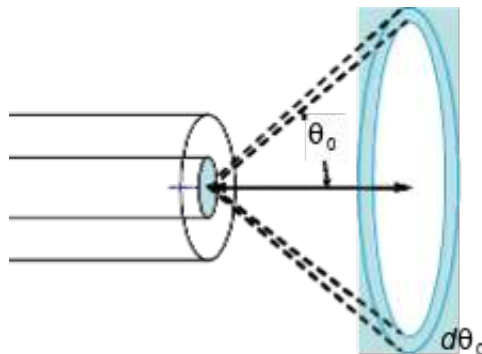


FIGURE 3.4.4 – Schéma illustrant la face de sortie de la fibre optique, montrant la distribution angulaire du flux lumineux émis.

En appliquant la loi de Snell, on obtient l'expression suivante :

$$\sin \theta_0 = n_c \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \quad (3.4.14)$$

où θ représente l'angle entre l'axe perpendiculaire à l'interface fibre/métal et le rayon lumineux (figure 3.4.5)

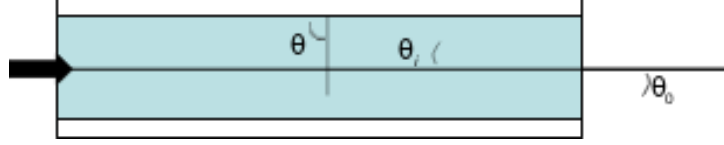


FIGURE 3.4.5 – Schéma illustrant la définition de l'angle θ à l'interface entre la fibre optique et la couche métallique.

$$dP \propto \frac{n_c^2 \sin \theta \cos \theta}{(1 - n_c^2 \cos^2 \theta)^2} d\theta \quad (3.4.15)$$

En résumé, avec une source lumineuse collimatée et non polarisée, l'expression générale de la puissance lumineuse transmise à travers la fibre optique, normalisée, s'écrit de la manière suivante :

$$P_{trans} = \frac{\int_{\theta_c}^{\frac{\pi}{2}} R_{ref}^N(\theta) \times \frac{n_c^2 \sin \theta \cos \theta}{(1 - n_c^2 \cos^2 \theta)^2} d\theta}{\int_{\theta_c}^{\frac{\pi}{2}} \frac{n_c^2 \sin \theta \cos \theta}{(1 - n_c^2 \cos^2 \theta)^2} d\theta} \quad (3.4.16)$$

À partir de cette expression, il est possible de calculer la puissance de la lumière transmise dans la fibre optique. Toutefois, il est également nécessaire de déterminer la réflectivité R_{ref} des rayons réfléchis à l'interface entre le cœur et le métal. Pour ce faire, on utilise les formules 3.4.9 et 3.4.10 correspondant au modèle multicouche.

Afin de prendre en compte les deux types de polarisation, la puissance lumineuse transmise est calculée séparément à partir des coefficients de réflexion associés aux polarisations -s et -p. La puissance transmise totale est ensuite obtenue en faisant la moyenne des contributions des deux polarisation.

$$P_{trans} = \frac{P_p + P_s}{2} \quad (3.4.17)$$

La puissance transmise totale, P_{trans} , est alors donnée par l'équation suivante :

$$P_{trans} = \frac{1}{2} \left[\frac{\int_{\theta_c}^{\frac{\pi}{2}} R_p^{N_{ref}}(\theta) \left[\frac{n_c^2 \sin \theta \cos \theta}{(1 - n_c^2 \cos^2 \theta)^2} \right] d\theta}{\int_{\theta_c}^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{n_c^2 \sin \theta \cos \theta}{(1 - n_c^2 \cos^2 \theta)^2} \right] d\theta} + \dots + \frac{\int_{\theta_c}^{\frac{\pi}{2}} R_s^{N_{ref}}(\theta) \left[\frac{n_c^2 \sin \theta \cos \theta}{(1 - n_c^2 \cos^2 \theta)^2} \right] d\theta}{\int_{\theta_c}^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{n_c^2 \sin \theta \cos \theta}{(1 - n_c^2 \cos^2 \theta)^2} \right] d\theta} \right] \quad (3.4.18)$$

où R_p correspond à la réflectivité de la lumière polarisée selon le plan p, et R_s à celle de

la lumière polarisée selon le plan s.

3.5 Propriétés optiques des différents milieux

Dans le cadre d'un modèle multicouche, le modèle le plus simple comprend trois éléments, comme illustré à la figure 3.5.1 : le noyau de la fibre, l'enveloppe métallique, et le milieu diélectrique, qui peut correspondre à l'échantillon à analyser. Chaque milieu est caractérisé par sa permittivité propre.

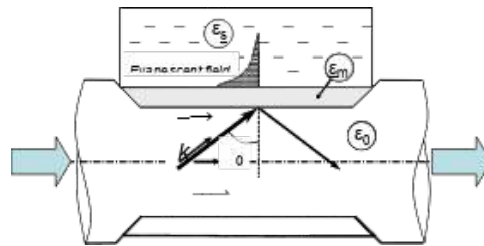


FIGURE 3.5.1 – Schéma de principe du capteur à fibre optique avec résonance plasmon de surface (FO-SPR).

3.5.1 Dispersion chromatique de la silice

L'intérieur de la fibre, constitué de silice, correspond au milieu incident et est caractérisé par une permittivité ϵ_0 . Pour modéliser la dispersion chromatique de l'indice de réfraction de la silice, nous nous appuyons sur des données issues de la littérature. Cette dispersion est décrite par l'équation suivante, dérivée de la formule de Schott, qui est une série de puissances approchant la formule de Sellmeier :

$$n_0(\lambda) = \sqrt{\epsilon_0} = \sqrt{A_0 + A_1\lambda^2 + A_2\lambda^{-2}} \quad (3.5.1)$$

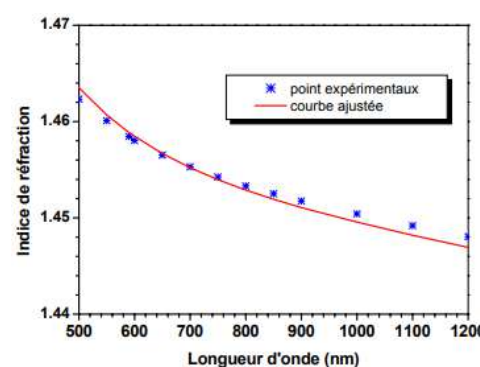


FIGURE 3.5.2 – Courbe de dispersion chromatique de l'indice de réfraction du cœur en silice.

L'expression analytique complète de Schott est quant à elle valide sur une plage de longueurs d'onde comprise entre 150 et 3500 nm, comme illustré à la figure 3.5.3.

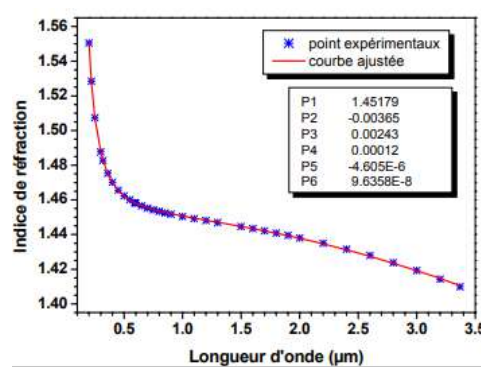


FIGURE 3.5.3 – Dispersion chromatique de l'indice de réfraction du cœur en silice selon le modèle de Schott, défini par : $(n = P_1 + P_2\lambda^2 + P_3\lambda^{-2} + P_4\lambda^{-4} + P_5\lambda^{-6} + P_6\lambda^{-8})$ (λ en μm)).

3.5.2 Fonction diélectrique d'un métal noble

Le modèle de Drude permet de décrire qualitativement le comportement des électrons dans un métal. Il considère que le métal solide est constitué d'une matrice d'ions positifs immobiles, au sein de laquelle se déplacent librement des électrons de conduction chargés négativement. Ce modèle repose sur deux hypothèses principales :

- Les électrons sont supposés libres et indépendants les uns des autres.
- Les interactions entre électrons, ainsi que celles entre électrons et photons, sont négligées, de même que l'influence du champ magnétique.

La fonction diélectrique du métal peut alors être déterminée en résolvant l'équation de mouvement d'un électron libre soumis à un champ électrique. Cela conduit à l'expression classique de la fonction diélectrique :

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\omega_\tau)} \quad (3.5.2)$$

Si les électrons libres ne se déplacent pas dans le vide, mais dans un milieu où l'ensemble des charges positives est caractérisé par une constante diélectrique ε^∞ (valable pour des fréquences bien supérieures à la fréquence plasmon ω_p), on peut alors exprimer l'équation 3.5.2 sous la forme suivante :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon^\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\omega_\tau)} \quad (3.5.3)$$

Ce modèle constitue une approximation satisfaisante pour les métaux simples tels que

l'aluminium et les métaux alcalins. Cependant, les métaux précieux comme le cuivre, l'argent et l'or présentent une structure électronique plus complexe. Ils possèdent une bande de valence $(n-1)d(n-1)d(n-1)d$ complètement remplie et un seul électron dans la couche externe $nsns$ (respectivement $5d^{10}6s^15d^{10}$ et $6s^15d^{10}6s^1$ pour l'or, $4d^{10}5s^14d^{10}$ et $5s^14d^{10}10s^1$ pour l'argent, et $3d^{10}4s^13d^{10}$ et $4s^13d^{10}4s^1$ pour le cuivre).

Dans un solide, les électrons sss sont délocalisés dans le réseau cristallin, formant un gaz d'électrons quasi-libres. La fonction diélectrique du métal est donc bien décrite par la fonction de Drude, qui prend en compte la contribution des électrons de la bande sss . Toutefois, des transitions électroniques dites hybrides peuvent se produire, où un électron passe de la bande d complètement remplie vers la bande s partiellement remplie.

Ces transitions induisent une variation de la fonction diélectrique près de ces énergies, non prise en compte par le modèle de Drude. Contrairement aux métaux alcalins, les électrons liés (électrons de cœur) participent donc également à la fonction diélectrique. On observe ainsi des transitions optiques interbandes entre la bande de valence d et la bande de conduction hybride $s = ps = ps = p$.

Selon le principe d'exclusion de Pauli, un seuil minimal d'énergie est nécessaire pour exciter un électron de la bande ddd vers la bande sss , appelé seuil de transition interbande. Pour les métaux nobles, ces transitions interbandes provoquent un décalage de la fréquence plasma vers des énergies plus basses :

- 2,1 eV pour le cuivre, lié à la transition $3d^{10}4s^1 \rightarrow 3d^94s^2 \rightarrow 3d^94s^1 \rightarrow 3d^94s^2$,
- 3,9 eV pour l'argent, liée à la transition $4d^{10}5s^1 \rightarrow 4d^95s^2 \rightarrow 4d^95s^1 \rightarrow 4d^95s^2$,
- 1,84 eV pour l'or, liée à la transition $5d^{10}6s^1 \rightarrow 5d^96s^2 \rightarrow 5d^96s^1 \rightarrow 5d^96s^2$.

Ces transitions s'accompagnent d'une augmentation notable de la partie imaginaire de la fonction diélectrique, ce qui modifie la réponse optique des métaux nobles. Par conséquent, leur comportement optique ne peut plus être complètement décrit par le seul modèle de Drude.

Ce modèle représente une approximation adéquate pour les métaux simples tels que l'aluminium et les métaux alcalins. En revanche, les métaux précieux comme le cuivre, l'argent et l'or présentent une structure électronique plus sophistiquée : ils ont une bande de valence **(n-1)d** totalement remplie et n'ont qu'un seul électron sur la couche externe **ns** (**5d10 6s1 pour l'or, 4d10 5s1 pour l'argent, 3d10 4s1 pour le cuivre**). Dans un solide, les électrons s sont délocalisés au sein du réseau cristallin, générant ainsi un gaz d'électrons quasi-libres. La fonction diélectrique du métal est donc correctement représentée par la fonction de Drude, qui prend en compte la contribution des électrons de la bande s .

Cependant, il y a une transition électronique dite hybride qui permet à un électron de se déplacer de la couche d entièrement remplie vers la couche s partiellement remplie. Cela signifie qu'il y a une variation de la fonction diélectrique près de ces transitions qui n'est pas considérée par le modèle de Drude.

Par conséquent, contrairement à ce qui se passe pour les métaux alcalins, les électrons liés (électrons de cœur) participent aussi à la fonction diélectrique : on observe des transitions optiques entre la bande de valence d et la bande de conduction hybride $s - p$, que l'on nomme transitions interbandes ou hybrides. Selon le principe d'exclusion de Pauli, une quantité minimale d'énergie est requise pour déplacer un électron de la bande de valence à la bande de conduction. On désigne cette énergie minimale comme le seuil de transition interbande. Pour les métaux nobles, la présence de transitions interbandes se manifeste par un décalage de fréquence plasma vers les énergies réduites. : 2,1eV pour le cuivre due à la transition interbande $3d^{10}4s^1 - 3d^94s^2$, 3,9eV pour l'argent (transition interbande $4d^{10}5s^1 - 4d^95s^2$) et 1,84eV pour l'Or (transition interbande $5d^{10}6s^1 - 5d^96s^2$) et par une augmentation brutale de la partie imaginaire de la fonction diélectrique du métal comme nous allons le voir. Par conséquent, la réponse optique des métaux nobles ne peut donc plus être complètement décrite par le modèle de Drude.

3.5.2.1 Nature et choix du métal

La couche métallique déposée sur la zone dénudée de la fibre optique joue un rôle essentiel : elle permet la résonance des plasmons de surface. Pour qu'un métal soit adapté à cette fonction, il doit satisfaire la condition suivante : $|\varepsilon_r| \gg 1$ et $|\varepsilon_r| \gg |\varepsilon_i|$ où ε_r et ε_i représentent respectivement les parties réelle et imaginaire de la permittivité du métal. Cette condition est nécessaire pour assurer la résonance des plasmons de surface. Ainsi, un métal sera un bon candidat pour un capteur SPR si sa permittivité présente une partie imaginaire aussi faible que possible, et une partie réelle en valeur absolue aussi grande que possible (avec une valeur négative). Par ailleurs, le métal doit être chimiquement stable vis-à-vis des milieux environnants et des interactions susceptibles d'intervenir lors des mesures expérimentales. Nous avons limité notre étude à quatre métaux précieux répondant à ces critères de résonance : le cuivre (Cu), l'argent (Ag), l'aluminium (Al) et l'or (Au). Dans ce travail, nous utiliserons les valeurs de la fonction diélectrique données par le modèle de Drude (équation 3.5.2), ainsi que celles couramment employées dans la littérature (cf. tableau 3.5.1) [86, 87, 88].

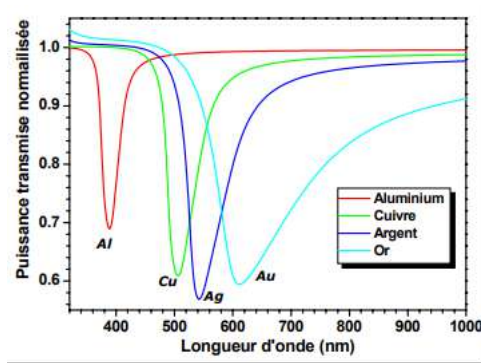


FIGURE 3.5.4 – présente la réponse d'un capteur à fibre optique utilisant ces quatre métaux.

	Aluminium	Cuivre	Argent	Or
ω_p (rad/s)	$1,76 \times 10^{16}$	$1,38 \times 10^{16}$	$1,35 \times 10^{16}$	$1,36 \times 10^{16}$
ω_τ (rad/s)	$7,68 \times 10^{13}$	$4,61 \times 10^{13}$	$7,62 \times 10^{13}$	$1,45 \times 10^{14}$

TABLE 3.5.1 – Paramètres employés pour le calcul de la fonction diélectrique de l'aluminium, du cuivre, de l'argent et de l'or

3.5.2.2 Fonction diélectrique expérimentale de couches minces d'or

Selon les simulations illustrées dans la figure 3.5.4 [89], on observe que les longueurs d'onde de résonance sont ordonnées selon $Al < Cu < Ag < Au$, en raison de la condition de résonance remplie pour chaque métal. On constate que l'argent se distingue par sa résonance plus marquée et donc plus précise. Cependant, ce métal a tendance à s'oxyder rapidement s'il n'est pas préservé par un revêtement protecteur [90, 91]. Ainsi, le même enjeu avec l'aluminium et le cuivre qui s'oxydent de manière spontanée

. En ce qui concerne l'or, la résonance est moins marquée et le sommet de résonance est plus étendu. Toutefois, dans les faits, l'or se distingue par sa grande stabilité face à l'oxydation et autres contaminants atmosphériques. Cependant, il possède une réactivité suffisante pour recevoir des couches « fonctionnalisantes » (ligands) qui présentent une large gamme d'interactions moléculaires [92]. C'est la raison prédominante qui explique pourquoi l'or est utilisé dans la majorité des biocapteurs SPR commerciaux.

Les valeurs de la fonction diélectrique des couches d'or, fréquemment référencées dans la littérature [86, 87], ont été transposées sur le graphique 3.5.5. On constate immédiatement une adéquation assez bonne entre la fonction ajustée de Drude et les données expérimentales au-delà de 600nm. À l'inverse, on observe une différence marquée

en dessous de 500 nm, liée à la présence de transitions interbandes.

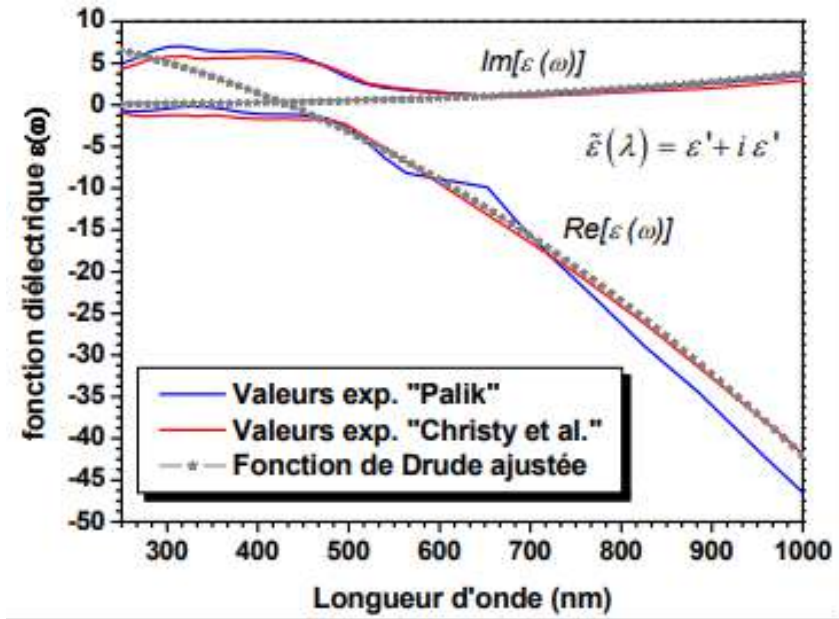


FIGURE 3.5.5 – Fonction diélectrique (partie réelle et imaginaire) de l'or mesurée par Palik [87] et Christy [86].

Ces mesures mettent bien en évidence les transitions hybrides en dessous de 500 nm, et le désaccord entre les résultats expérimentaux et la fonction de Drude.

3.5.2.3 Modélisation de la fonction diélectrique de l'or

Pour l'or, deux transitions interbandes sont présentes dans le domaine visible, localisées à $\lambda_1 = 470\text{nm}$ et $\lambda_2 = 330\text{nm}$. La fonction diélectrique liée à ces transitions peut être modélisée comme la somme de deux oscillateurs de Lorentz distincts [93]. Ainsi, la fonction diélectrique de l'or s'exprime sous la forme suivante :

$$\varepsilon_{Au}(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\omega_\tau)} + G_1(\omega) + G_2(\omega) \quad (3.5.4)$$

Avec

$$G_i(\omega) = C_i \left[\frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{(\omega_i - \omega - i\omega_{\tau i})} + \frac{e^{i\frac{\pi}{4}}}{(\omega_i + \omega + i\omega_{\tau i})} \right] \quad \text{et } i = 1, 2 \quad (3.5.5)$$

Dans cette expression, G_i représente la force de l'oscillateur de la transition interbande i , C_i est son amplitude, ω_i est la fréquence centrale (ou gap) de cette transition, et $\omega_{\tau i}$ est le terme d'amortissement associé. Les figures 3.5.6 et 3.5.7 présentent les valeurs expérimentales de la fonction diélectrique de l'or en fonction de la longueur d'onde dans le domaine optique.

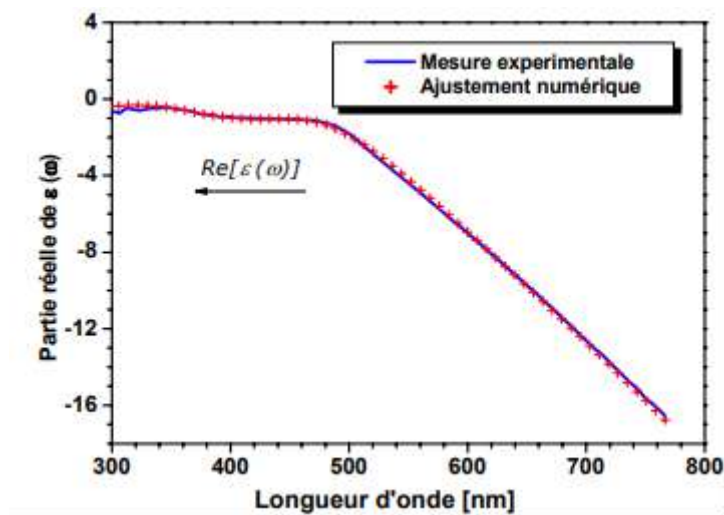


FIGURE 3.5.6 – Partie réelle de la fonction diélectrique de l’or. Les résultats expérimentaux () sont ajustés avec le modèle de Drude-Lorentz (*).

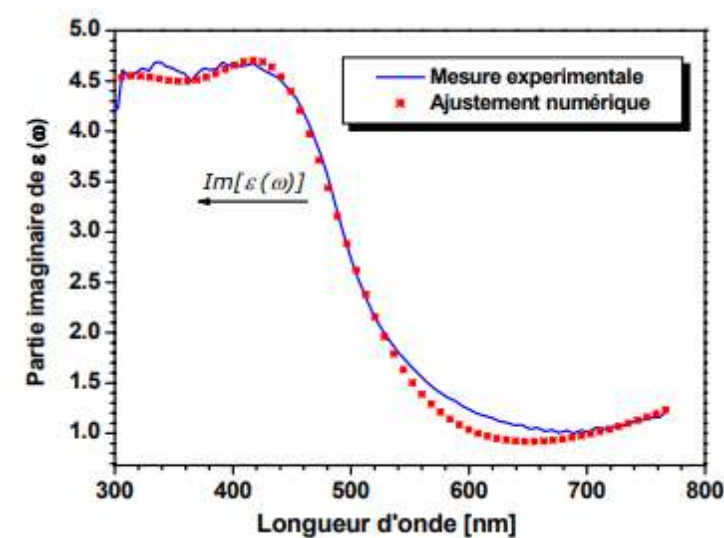


FIGURE 3.5.7 – Partie imaginaire de la fonction diélectrique de l’or. Les résultats expérimentaux () sont ajustés avec le modèle de Drude-Lorentz (*).

Des mesures ellipsométriques ont été effectuées sur plusieurs films d’or d’épaisseurs variant entre 25 et 60 nm afin d’obtenir les valeurs expérimentales de leur fonction diélectrique. En raison de la forme cylindrique et de la fragilité de la fibre optique, il n’est pas possible de réaliser des mesures directes sur la zone sensible du capteur. Les mesures sont donc réalisées sur des échantillons de silice, métallisés selon le même procédé que celui appliqué aux fibres détectrices. Le Tableau 3.5.2 présente les paramètres obtenus par ajustement à l’aide du modèle de Drude-Lorentz. Ces paramètres ont permis de calculer la fonction diélectrique du métal, $\varepsilon_m(\omega)$, via l’équation 3.5.4, pour son intégration dans l’interface des matériaux du simulateur Comsol Multiphysics.

Paramètres (unités)	Valeur
ε_∞	1.37
ω_p (rad/s)	1.17×10^{16}
ω_τ (rad/s)	1.53×10^{14}
C_1	0.76
ω_1 (rad/s)	4.0085×10^{15}
$\omega_{\tau 1}$ (rad/s)	8.27×10^{14}
C_2	1.22
ω_2 (rad/s)	5.6×10^{15}
$\omega_{\tau 2}$ (rad/s)	2.10×10^{15}

TABLE 3.5.2 – les valeurs des paramètres ajustés selon le modèle Drude-Lorentz

3.5.3 Permittivité optique du milieu diélectrique

La présence d'un champ électrique dans un milieu isotrope induit un déplacement des charges positives et négatives au sein de chaque atome ou molécule par rapport à leur position d'équilibre. Pour la plupart des diélectriques, cette séparation de charges est proportionnelle au champ électrique appliqué, ce qui permet d'écrire le moment dipolaire induit :

$$\vec{p} = \vec{\alpha} \vec{E} \quad (3.5.6)$$

Pour les solutions absorbantes, l'équation différentielle du mouvement de l'électron (modèle de Lorentz utilisé précédemment) peut être résolue afin de calculer la polarisabilité α et l'indice de réfraction (pour j oscillateurs)

$$\tilde{n}_s^2 = n_s + ik_s = \varepsilon_s^\infty + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_j} \quad (3.5.7)$$

Dans le cas de solutions absorbantes, l'équation différentielle du mouvement de l'électron (selon le modèle de Lorentz utilisé précédemment) peut être résolue pour déterminer la

polarisabilité α et l'indice de réfraction (pour j oscillateurs). L'analyse des expressions de l'indice de réfraction n_s et du coefficient d'absorption k_s révèle leur dépendance à la pulsation ω . L'indice de réfraction n_s présente une faible variation avec ω . En revanche, le coefficient d'absorption k_s montre une évolution significative au voisinage de la pulsation de résonance, comme illustré à la Figure 3.5.8.

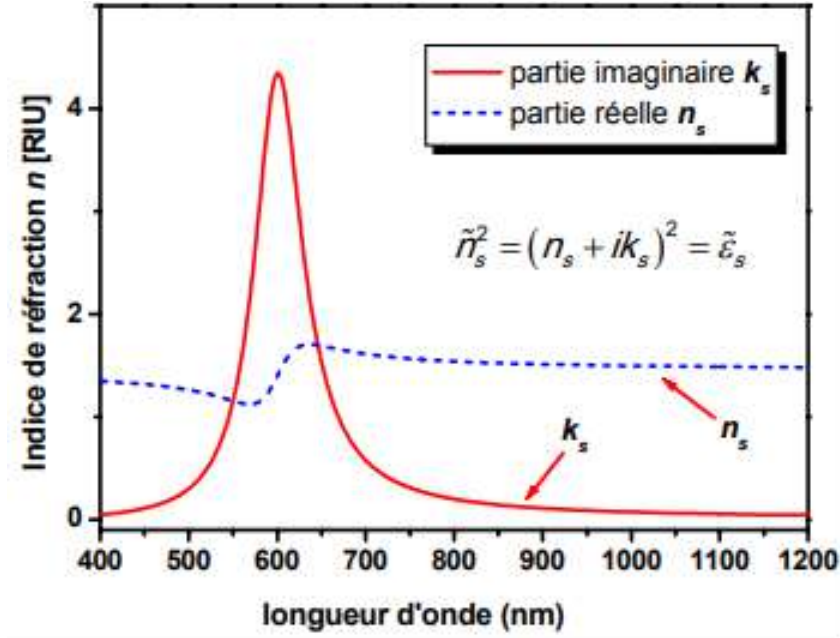


FIGURE 3.5.8 – Coefficient d'absorption et indice de réfraction (partie imaginaire et réelle) d'un milieu absorbant (modèle de Lorentz).

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (3.5.8)$$

On observe que l'évolution des composantes H_x , H_y , et E_z est découplée de celle de E_x , E_y et H_z . Il en résulte deux systèmes d'équations indépendants, l'un décrivant la polarisation TE et l'autre la polarisation TM. Par conséquent, la propagation du champ électromagnétique peut être analysée séparément pour chaque polarisation. La polarisation TE (Transverse Électrique), où le champ électrique est perpendiculaire à la direction (Oz), est définie par le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (3.5.9)$$

La polarisation TM (Transverse Magnétique) est la polarisation où le champ magnétique est perpendiculaire à la direction (Oz). Elle est définie par le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (3.5.10)$$

Dans le développement de Taylor d'ordre 2, la dérivée partielle d'une fonction $f(x)$ par rapport à x est classiquement approchée par la différence finie entre les valeurs de la fonction en deux points voisins d'abscisses $x - \Delta x$ ou $x + \Delta x$.

$$\frac{\partial f(x, y, z, t)}{\partial x} = \frac{f(x + \Delta x/2, y, z, t) - f(x - \Delta x/2, y, z, t)}{\Delta x} + o(\Delta x)^2 \quad (3.5.11)$$

3.5.3.1 Discrétisation des équations

Pour résoudre les deux sous-systèmes d'équations (3.5.9) et (3.5.10), une discrétisation spatiale et temporelle par différences finies est mise en œuvre. L'espace 2D est ainsi divisé par un maillage de pas Δx (souvent $\Delta x = \Delta y = \Delta$), et le temps est discrétisé avec un pas temporel Δt . L'espace est donc segmenté en cellules élémentaires parallélépipédiques au sein desquelles sont calculées les six composantes des champs électromagnétiques.

Dans le schéma de Yee, illustré à la Figure 3.5.9, chaque composante du champ électrique, parallèle à une arête du maillage, est associée au milieu de cette arête (nœuds électriques). Simultanément, chaque composante du champ magnétique, normale à une face du maillage, est associée au centre de cette face (nœuds magnétiques).

Cette disposition des composantes des champs électrique et magnétique dans la cellule de Yee assure le respect de la continuité des composantes tangentielles du champ électrique et des composantes normales du champ magnétique à l'interface entre deux cellules.

De plus, la discrétisation temporelle des composantes magnétiques, évaluées aux instants $(n + 1/2)\Delta t$, est décalée d'un demi-pas de temps par rapport à celle des composantes électriques, calculées à chaque instant $n\Delta t$.

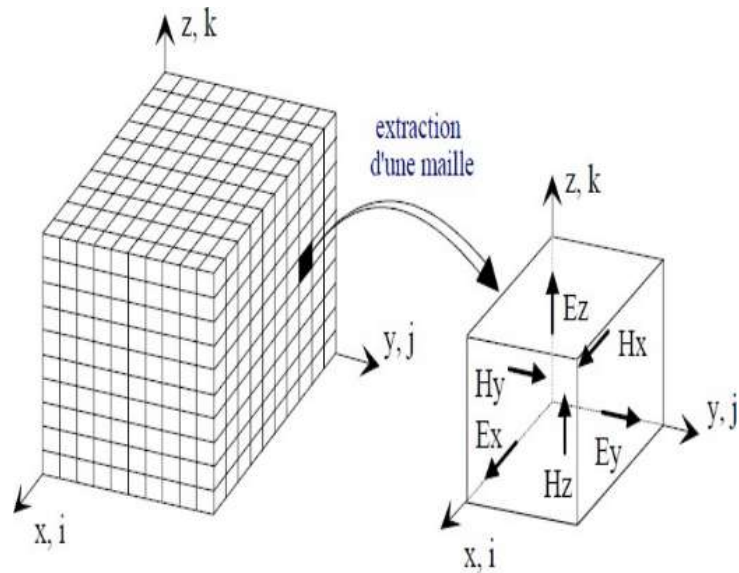


FIGURE 3.5.9 – Discretisation spatiale du volume de calcul [94].

Pour les milieux non magnétiques ($\mu = \mu_0$) et non dispersifs (permittivité réelle indépendante de la fréquence), l'application de l'approximation par différences finies centrées (3.5.11) aux dérivées partielles des équations de Maxwell (??) conduit au système d'équations aux différences finies centrées suivant :

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+1/2}(i, j, k) &= H_x^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_y^n(i, j, k+1) - E_y^n(i, j, k)}{\Delta z} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{E_z^n(i, j+1, k) - E_z^n(i, j, k)}{\Delta y} \right] \\
 H_y^{n+1/2}(i, j, k) &= H_y^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_z^n(i+1, j, k) - E_z^n(i, j, k)}{\Delta x} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{E_x^n(i, j, k+1) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta z} \right] \\
 H_z^{n+1/2}(i, j, k) &= H_z^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_x^n(i, j+1, k) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta y} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{E_y^n(i+1, j, k) - E_y^n(i, j, k)}{\Delta x} \right] \\
 E_x^{n+1}(i, j, k) &= E_x^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j, k)} \left[\frac{H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i, j-1, k)}{\Delta y} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_y^{n+1/2}(i, j, k) - H_y^{n+1/2}(i, j, k-1)}{\Delta z} \right] \\
 E_y^{n+1}(i, j, k) &= E_y^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j, k)} \left[\frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k) - H_x^{n+1/2}(i, j, k-1)}{\Delta z} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i-1, j, k)}{\Delta x} \right] \\
 E_z^{n+1}(i, j, k) &= E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j, k)} \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i, j, k) - H_y^{n+1/2}(i-1, j, k)}{\Delta x} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k) - H_x^{n+1/2}(i, j-1, k)}{\Delta y} \right]
 \end{aligned} \tag{3.5.12}$$

3.5.3.2 Conditions aux limites (PML)

Un aspect fondamental de la méthode FDTD réside dans les conditions aux limites, qui peuvent être absorbantes, réfléchissantes ou périodiques. Dans cette étude, nous utilisons des conditions absorbantes de type PML (Perfectly Matched Layer) [95] pour simuler les structures de cristaux photoniques. Ces conditions aux limites sont parmi les plus performantes actuellement disponibles pour l'absorption, permettant d'atteindre des réflexions d'amplitude de l'ordre de 10^{-5} (en champ) sur une large gamme d'angles d'incidence et de fréquences. La technique PML consiste à introduire un milieu avec pertes, appelé PML, aux frontières du domaine de simulation. Dans ce milieu, les champs électrique et magnétique sont divisés en deux composantes. Le principe des PML repose sur l'adaptation d'impédance : dans le vide, une onde plane qui arrive normalement sur un matériau de conductivité électrique σ et de conductivité magnétique σ^* ne subit aucune

réflexion si :

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (3.5.13)$$

Où ε_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité et la perméabilité magnétique du vide. Cependant, cette condition d'absence de réflexion pour une incidence normale ne garantit pas l'absence de réflexion pour une incidence oblique. Pour contourner ce problème, les domaines de simulation sont divisés selon les axes principaux, ce qui permet de définir la normale aux bords de manière univoque, quel que soit l'angle d'incidence initial.

La formulation PML implique la détermination d'une conductivité virtuelle pour chacune des composantes des champs. Ainsi, le matériau absorbant possède une épaisseur définie (en nombre de mailles) et est délimité par un conducteur parfait où le champ électrique est nul. L'atténuation des ondes se produit progressivement lors de leur double traversée du matériau absorbant. L'implémentation des PML est spécifique à chaque composante du champ.

La Figure 3.5.10 illustre la distribution des conductivités dans les couches PML en 2D. Ce graphique montre qu'aux bords du volume de calcul (couches absorbantes sur les côtés), une seule composante de la conductivité intervient (par exemple, σ_x et σ_y). Inversement, aux coins du volume de calcul (couches absorbantes aux coins), deux composantes de la conductivité sont présentes (σ_x et σ_y).

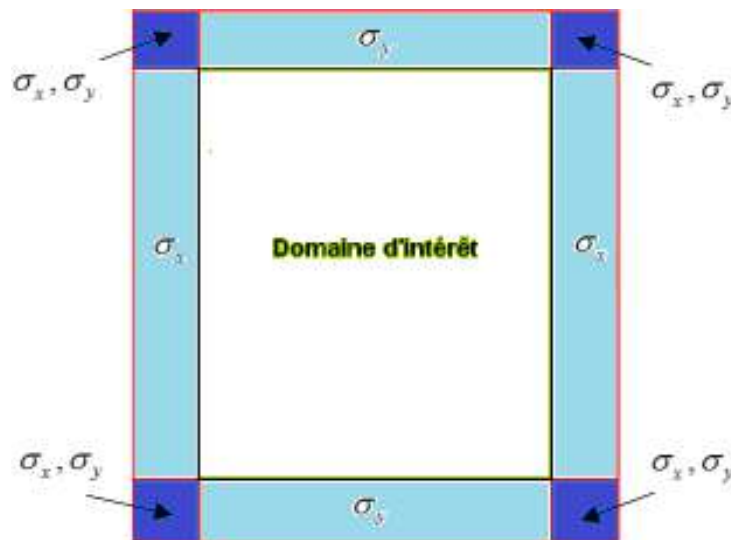


FIGURE 3.5.10 – Technique PML en 2D.

3.6 Conclusion

Dans ce troisième chapitre, nous avons exposé les principales approches de modélisation employées pour la conception de capteurs optiques exploitant le phénomène des plasmons polaritons de surface (PPS). Deux méthodes ont été utilisées pour modéliser la résonance plasmonique de surface : l'approximation de Kretschmann-Raether et celle de Kurihara. Nous avons également présenté la modélisation des structures périodiques diélectriques, en particulier à travers la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Le chapitre suivant portera sur la conception d'un biocapteur FCP-PPS, dont la modélisation s'appuiera sur la méthode des éléments finis.

CHAPITRE 4

Resultats et interpretations

4.1 Introduction

Les capteurs à résonance plasmonique de surface (SPR) basés sur des fibres à cristaux photoniques (PCF) sont très prometteurs dans différents domaines en raison de leur flexibilité, de leur accessibilité à distance. La mise au point de capteurs miniaturisés très sensibles permettant la quantification en temps réel d'analytes est hautement souhaitable dans les domaines du diagnostic médical, des tests vétérinaires, de la sécurité alimentaire et de la surveillance de l'environnement. La détection SPR PCF combine les avantages de la technologie PCF et de la plasmonique pour contrôler avec précision le champ évanescent et les propriétés de propagation de la lumière.

L'intérêt des biocapteurs optiques augmente en raison de leur grande sensibilité, leur capacité à détecter rapidement et leur possibilité d'être intégrés dans des systèmes réduits. Ils se caractérisent par leur aptitude à détecter des changements subtils de l'indice de réfraction près de la surface sensible, ce qui les rend spécifiquement appropriés pour des applications biomédicales, environnementales et chimiques. L'incorporation de la technologie SPR dans des fibres photoniques (Photonic Crystal Fibers, PCF) a dévoilé de nouvelles avenues pour l'évolution de capteurs compacts, très sensibles et aptes à opérer sur de vastes distances.

Grâce à leur structure périodique distinctive, les PCF offrent un contrôle exact de la diffusion de la lumière, facilitant ainsi un couplage efficace avec les plasmons de surface et par conséquent, améliorent les performances globales du capteur.

Dans ce travail, nous proposons une analyse numérique détaillée d'un biocapteur fondé sur la technologie PCF utilisant l'effet SPR. Le but est d'étudier l'effet de divers critères importants - comme la configuration de la fibre, les paramètres géométriques du métal et la géométrie des trous d'air sur les performance des capteurs SPR à base de PCF. Les simulations sont effectuées à l'aide du simulateur Comsol Multiphysics en utilisant la méthode des éléments finis (FEM).

4.2 Description du simulateur Comsol multiphysique

Comsol multiphysique est un logiciel de modélisation et de simulation multiphysique avancée basé sur la méthode des éléments finis. Il permet aux ingénieurs, aux chercheurs et aux scientifiques de modéliser et de résoudre des problèmes complexes impliquant plusieurs phénomènes physiques simultanément, tels que la mécanique des fluides, la thermique, l'électromagnétisme et la chimie. Grâce à son interface conviviale, ses outils

de modélisation flexibles et sa large gamme de modules d'application, ce logiciel permet aux utilisateurs de concevoir, simuler et optimiser une grande variété de systèmes et de dispositifs dans divers domaines, notamment l'électronique, l'ingénierie mécanique, la biologie et la chimie. Il permet de coupler plusieurs phénomènes physiques (par exemple, thermique, mécanique, hydraulique, électromagnétique, chimique) dans une seule interface, ce qui est utile pour des systèmes complexes (ex : interaction sol-structure, chauffage induit, électrochimie...). Comsol propose des modules pour :

- Mécanique des structures
- Transfert de chaleur
- Écoulement de fluides (CFD)
- Géomécanique / Sols poreux
- Chimie / électrochimie
- Électromagnétisme
- Acoustique
- Microfluidique,
- Optique, ...etc

Ce logiciel est utilisé dans notre simulation en raison de sa capacité de modéliser de manière précise et efficace les interactions complexes entre la lumière et la structure de biocapteur a base de FPC basée sur plasmon polariton de surface, il permet de coupler plusieurs phénomènes physiques simultanément, offrant ainsi une flexibilité pour définir la géométrie de la fibre, les propriétés des matériaux, les conditions aux limites et les paramètres de simulation pour obtenir des résultats précis.



FIGURE 4.2.1 – illustration de l'écran du logiciel Comsol Multiphysique.

4.3 Résultats et interprétations

4.3.1 Conception et principe de fonctionnement du capteur PCF double cœur basé sur la PPS

Dans les capteurs PCFSPR, le champ évanescent pénètre dans la de gaine et interagit avec la surface plasmonique du métal, ce qui excite les électrons libres de la surface. Lorsque le champ évanescent et les électrons libres des fréquences de surface sont adaptés, les électrons entrent en résonance, ce qui entraîne la génération d'une onde plasmonique de surface.

L'onde générée se propage le long de l'interface métal-diélectrique. Ce phénomène, appelé condition de résonance, crée un pic de perte à bande étroite, sensible au milieu diélectrique adjacent de la couche métallique. La résonance se produit lorsque les valeurs réelles de l'indice de réfraction effectif (n_{eff}) du mode guidé par le cœur et du mode polarisations plasmoniques de surface (SPP) se chevauchent. En condition de résonance, l'énergie maximale est transférée du mode guidé par le cœur au mode SPP. En raison du changement d'indice de réfraction du milieu diélectrique (échantillon), les variations du SPP entraînent une réduction du pic de résonance et un décalage de la longueur d'onde de résonance.

Cela indique que la longueur d'onde d'adaptation de phase est modifiée en fonction de l'indice de réfraction de l'échantillon/analyte. Une concentration inconnue d'un échantillon peut être détectée en observant la variation de la perte de pic due à la modification de l'indice de réfraction de l'analyte. Les méthodes d'interrogation de longueur d'onde et d'amplitude sont considérées comme les principaux paramètres d'analyse des performances de détection des capteurs PCF SPR. Améliorer la sensibilité du capteur, La couche métallique plasmonique doit être recouverte pour améliorer l'interaction entre le champ évanescent et les électrons libres de surface. Une interaction aisée avec les électrons libres de la couche métallique assure un couplage puissant entre le mode guidé par le cœur et le mode SPP, ce qui améliore les performances du capteur.

En général, les capteurs SPR à base de PCF sont conçus de manière conventionnelle avec une structure hexagonale, car elle est simple, bien étudiée et relativement simple, bien étudiée et relativement facile à fabriquer. Par conséquent, les modèles de ce travail ont été construits sur la base d'un réseau hexagonal comme montre les figures [4.3.1](#) et

4.3.2. Il convient de noter que la couche métallique introduite dans le capteur SPR est généralement constituée d'argent ou d'or. Les recherches révèlent que l'or est chimiquement durable et qu'il entraîne un décalage plus important du pic de résonance en raison de la différence entre les deux couches. Le décalage plus important du pic de résonance en raison d'une différence dans l'indice de réfraction de la couche de détection.

Deux anneaux de trous d'air sont disposés en forme hexagonale autour d'un trou d'air central dont le pas (la distance entre deux centres de trous d'air consécutifs) est indiqué par L (4.3.1 et 4.3.2). La valeur optimale du pas est considérée comme étant de 1,80. Les trous d'air gauche et droit des deux anneaux sont omis (Figure 4.3.1.a), ce qui entraîne une augmentation de l'indice de réfraction. Les diamètres optimaux des trous d'air de l'anneau intérieur et du trou d'air central sont respectivement $d_1 = 0,28$ cm et $d_c = 0,49$ cm. La taille des trous d'air de diamètre d_1 est réduite pour diminuer la perte de confinement. Des valeurs de d_1 et d_c supérieures aux valeurs optimales entraîneront une perte de confinement plus importante du mode coeur. La sensibilité du capteur dépend fortement de la perte de confinement. Les trous d'air dans l'anneau extérieur au-dessus et au-dessous des trous d'air manquants ont un diamètre $d_3 = 0,97$ cm.



FIGURE 4.3.1 – (a) Première structure d'un BS1 FPC-PPS, (b) le maillage



FIGURE 4.3.2 – (a) Deuxième structure d'un BS1 FPC-PPS, (b) le maillage

4.3.1.1 Pertes de confinement

La perte de confinement (en dB/cm ou dB/m) est un indicateur clé du couplage entre le mode guidé dans la fibre et les plasmons de surface excités à l'interface métal-diélectrique.

Elle se manifeste par une augmentation significative de la perte à la longueur d'onde de résonance SPR, traduisant un transfert d'énergie vers les plasmons.

- La courbe de pertes présente un pic marqué à la longueur d'onde de résonance, souvent autour de 600–800 nm selon la structure et le métal utilisé.
- Lorsque l'indice de réfraction de l'analyte augmente, le pic de perte se déplace vers les grandes longueurs d'onde (effet red-shift).
- La valeur maximale de la perte augmente avec un meilleur couplage entre le mode optique et le plasmon, ce qui traduit une résonance plus forte et donc une meilleure sensibilité.
- La présence du double cœur améliore le couplage modal et permet une meilleure interaction entre le mode fondamental et la couche métallique externe.
- Les fuites de champ électromagnétique vers le métal provoquent la perte, mais c'est précisément cette fuite contrôlée qui permet la détection SPR.
- Une perte plus marquée à une longueur d'onde donnée signifie une résonance SPR plus efficace, donc une meilleure réponse du capteur à une variation d'indice.

4.3.1.2 Effet de la polarisation sur les pertes de confinement

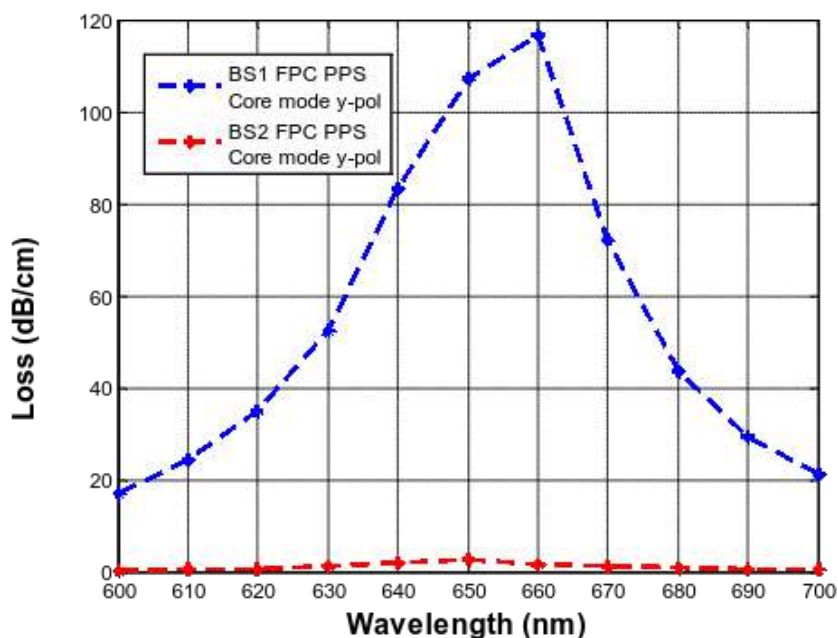


FIGURE 4.3.3 – Pertes de confinement dans le BS1-FPC-PPS et le BS2 FPC-PPS selon la polarisation y

Dans une fibre à cristaux photoniques, les modes guidés se propagent avec un indice de réfraction effectif, qui dépend :

- de la structure du cœur et de la gaine,
- des propriétés optiques des matériaux (verre, métal, diélectrique),
- des conditions de propagation (longueur d'onde, polarisation),
- de l'interaction du champ optique avec la couche métallique (SPR).

La figure 4.3.3 montre les distributions du mode fondamental pour un RI de l'analyte de 1,33 dans les structures BS1-FCP-PPS et BS2-FPC-PPS, les pertes de confinement varient selon la longueur d'onde et la polarisation. Sous polarisation y, BS1 présente un pic marqué à 660nm avec une perte de 116dB/cm, traduisant une forte interaction optique, probablement liée à une résonance ou un couplage non désiré. Après ce pic, les pertes diminuent, indiquant un meilleur confinement au-delà de cette longueur d'onde. En revanche, BS2 montre un comportement plus stable, avec des pertes faibles et régulières sur toute la gamme spectrale analysée. Cela suggère que BS2 possède une structure plus efficace pour maintenir l'énergie lumineuse confinée, avec moins de fuites.

4.3.1.3 Effet de la polarisation sur l'indice de réfraction effectif

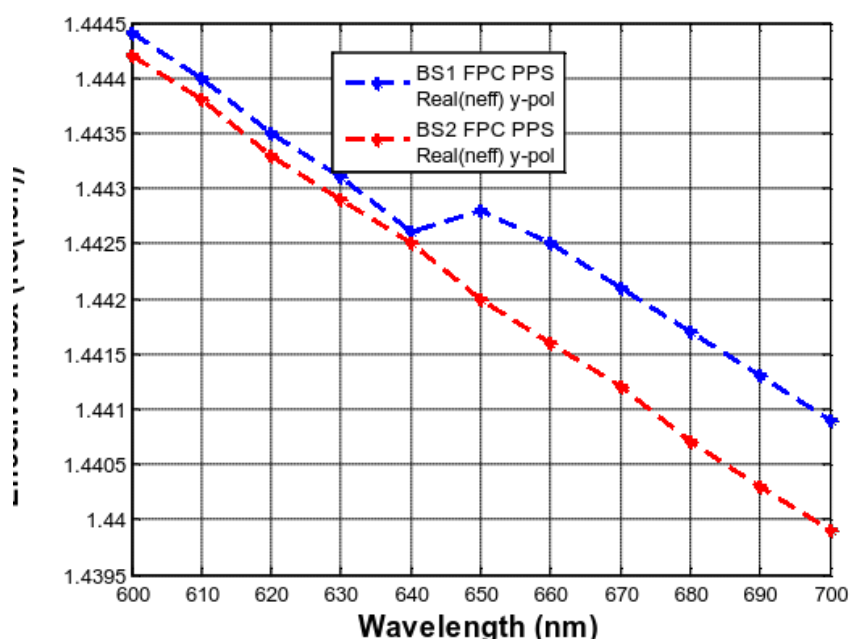


FIGURE 4.3.4 – La partie réelle de l'indice effectif dans BS1-FPC-PPS et BS2 FPC-PPS selon la polarisation y

La partie réelle de l'indice effectif dans les structures BS1-FPC-PPS et BS2-FPC-PPS détermine la vitesse de propagation de la lumière guidée dans ces dispositifs. Sous polarisation y, une diminution de cet indice effectif signifie que l'onde lumineuse perçoit un milieu optique moins dense. Cela entraîne un ralentissement plus faible de la lumière,

ce qui se traduit par une augmentation de la longueur d'onde guidée dans la structure. Autrement dit, la relation inverse entre l'indice effectif et la longueur d'onde est observable : quand l'un diminue, l'autre augmente. Dans les configurations BS1 et BS2, cette variation peut résulter de modifications géométriques ou des matériaux utilisés. Cela influence directement le comportement de la polarisation y , en modifiant la dispersion et les propriétés de guidage. Ainsi, le contrôle précis de l'indice effectif permet d'ajuster la réponse spectrale du dispositif. C'est un paramètre clé pour optimiser les performances photoniques dans des applications comme le filtrage ou la détection.

4.3.2 Cartographie du champ électrique du mode cœur dans BS1-FPC-PPS

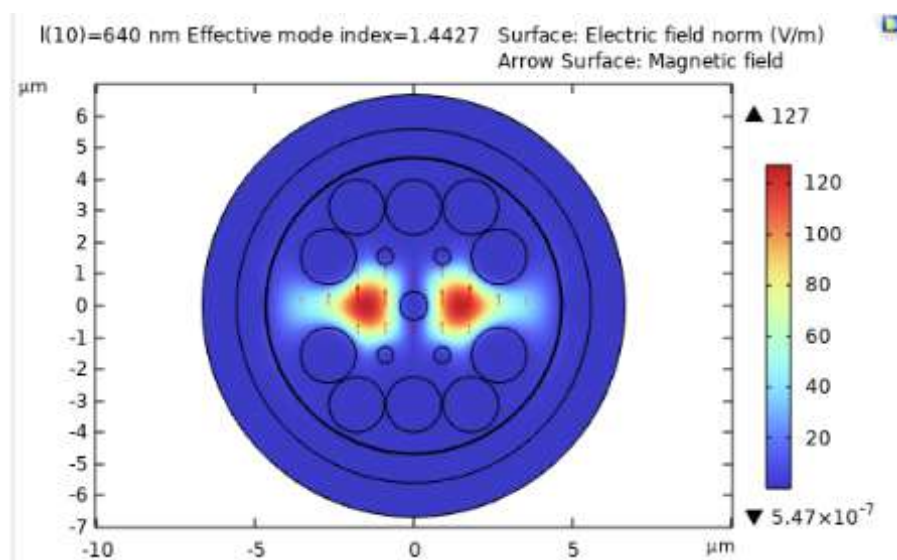


FIGURE 4.3.5 – Cartographie du champ électrique dans BS1-FPC-PPS a base de la silice pour $\lambda = 640 \text{ nm}$, $n_a = 1.33$

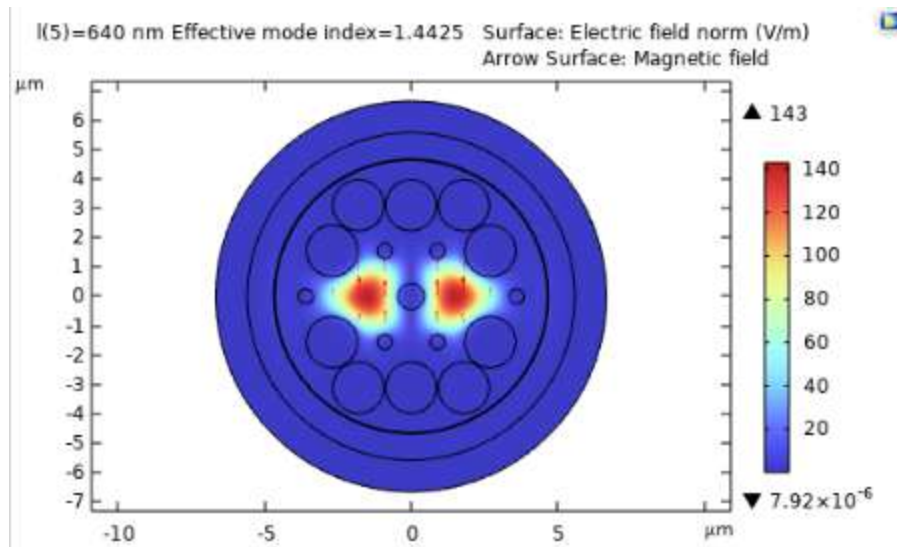


FIGURE 4.3.6 – Cartographie du champ électrique dans BS2-FPC-PPS a base de la silice pour $\lambda = 640$ nm, $n_a = 1.33$

Les figures 4.3.5 et 4.3.6 montrent la distribution du champ électrique des modes core pour les deux structures du biocapteur à une longueur d'onde de 640 nm et un RI d'analyte de 1,33. Il apparaît clairement que la lumière est fortement confinée au deux cœur dans le mode cœur.

La figure 4.3.7 illustre la distribution du champ électrique des modes core pour la deuxième structure du biocapteur sur Nb2O5 à une longueur d'onde de 800 nm et un RI d'analyte de 1,33. Il apparaît clairement que la lumière est fortement confinée aux deux cœurs dans le mode cœur.

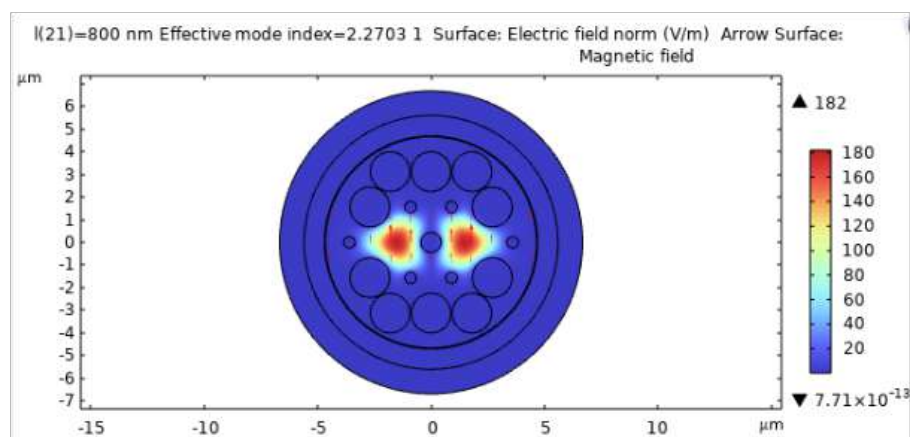


FIGURE 4.3.7 – Cartographie du champ électrique dans BS2-FPC-PPS a base de la Nb2O5 pour $\lambda = 800$ nm, $n_a = 1.33$

4.3.3 Cartographie du champ électrique du mode PPS dans BS1-FPC-PPS



FIGURE 4.3.8 – Cartographie du champ électrique du mode PPS dans BS1-FPC-PPS a base de la silice pour (a) $l = 800$ nm et 660 nm(b), $n_a = 1.33$

La figure 4.3.8 présente la distribution du champ électrique des modes SPP pour la première structure à une longueur d'onde de 700 nm et 660 nm et un RI d'analyte de 1,33. Il apparaît clairement que pour le mode SPP réassemble la résonance à la surface grâce au mécanisme SPR. La distribution et l'amplitude du champ électrique des modes SPP semble être différente d'une longueur d'onde à l'autre.

4.3.3.1 Effet de l'indice de réfraction de l'analyte sur les pertes de confinement

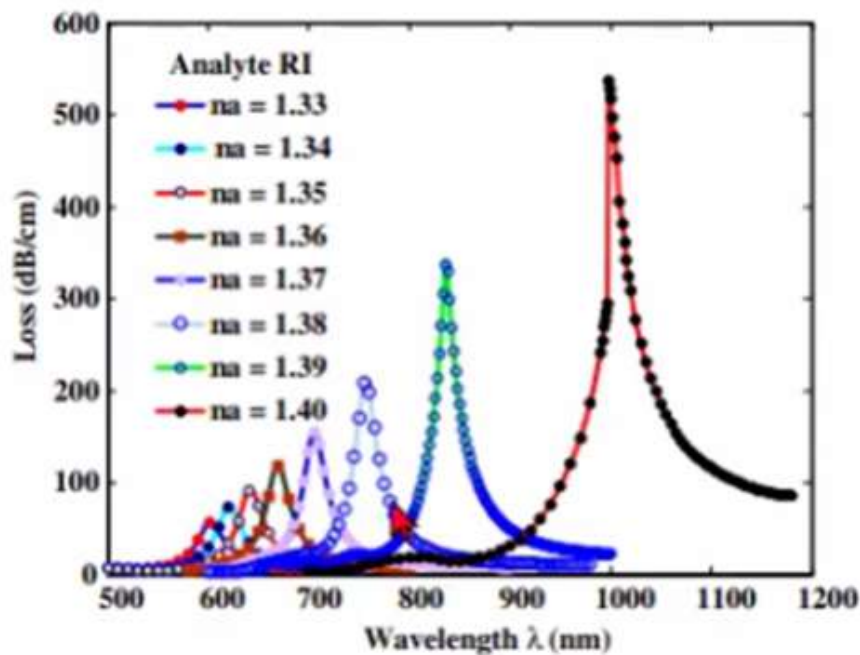


FIGURE 4.3.9 – Effet de l'indice de réfraction de l'analyte sur les pertes de confinement dans la structure BS1-FPC-PPS a base de la silice [96]

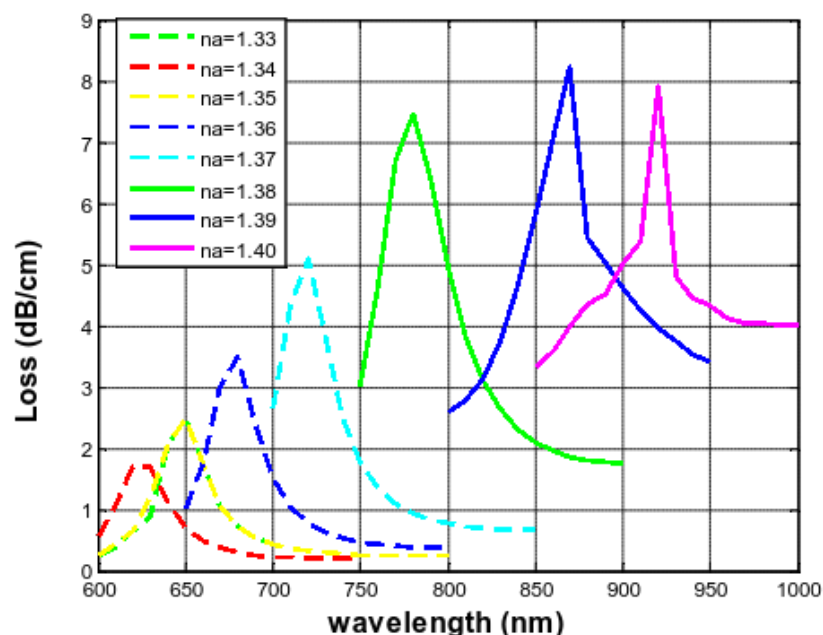


FIGURE 4.3.10 – Effet de l'indice de réfraction de l'analyte sur les pertes de confinement dans la structure BS2-FPC-PPS a base de la silice.

Les figures 4.3.9 et 4.3.10 illustre l'effet de l'indice de réfraction de l'analyte sur les pertes de confinement dans la structure BS1-FPC-PPS (figure 4.3.9) et dans la structure BS2-FPC-PPS (figure 4.3.10).

Les figures 4.3.9 et 4.3.10 montrent que le pic de longueur d'onde se déplace vers le côté des grandes longueurs d'onde avec l'augmentation de n_a . La perte de confinement maximale du mode cœur augmente avec l'augmentation de l'IR de l'analyte en raison d'une réduction du contraste de l'indice cœur-gaine.

De plus, la longueur d'onde de résonance se décale vers une longueur d'onde plus élevée lorsque l'IR de l'analyte augmente de 1,33 à 1,40. Les longueurs d'onde de résonance sont respectivement de 600, 620, 640, 670, 710, 760, 840 et 1000 nm, pour des IR de l'analyte de 1,33, 1,34, 1,35, 1,36, 1,37, 1,38, 1,39 et 1,40. .

La raison principale est qu'un n_a plus grand conduit à un $\text{Re}(n_{\text{spp}})$ plus grand, de sorte que la longueur d'onde de crête se déplace vers le côté de la grande longueur d'onde. Par conséquent, notre capteur SPR PCF proposé peut fonctionner dans une gamme de longueurs d'onde dans le proche infrarouge.

La sensibilité d'un capteur peut être déterminée par la méthode d'interrogation en longueur d'onde, définie comme :

$$S_{\lambda} (\text{nm} \cdot \text{RIU}^{-1}) = \Delta\lambda_{\text{peak}}(n_s) / \Delta n_s \quad (4.3.1)$$

La différence entre deux longueurs d'onde de résonance consécutives, notée $\Delta\lambda_{\text{peak}}$, correspond aux pics de perte associés à la variation d'indice de réfraction (IR) de l'analyte A_{na} [96]. Ainsi, il est possible de surveiller le décalage des longueurs d'onde de résonance induit par un changement de l'IR de l'analyte en utilisant la méthode d'interrogation de longueur d'onde. Par exemple, lorsque l'IR de l'analyte varie de 1,38 à 1,39, la longueur d'onde de résonance évolue de 760 nm à 840 nm (pic de 80 nm). Cette méthode permet de calculer une sensibilité de longueur d'onde de 8000 nm/RIU¹. En plus de cette sensibilité, les performances du capteur sont également caractérisées par sa résolution de longueur d'onde, qui reflète sa capacité à répondre à de petites variations de l'IR de l'analyte. La résolution de longueur d'onde est définie comme suit :

$$R_{\lambda} (\text{RIU}) = \Delta n_d \times \Delta \lambda_{\text{min}} / \Delta \lambda_{\text{peak}} \quad (4.3.2)$$

4.3.3.2 Effet de l'épaisseur de métal sur la sensibilité

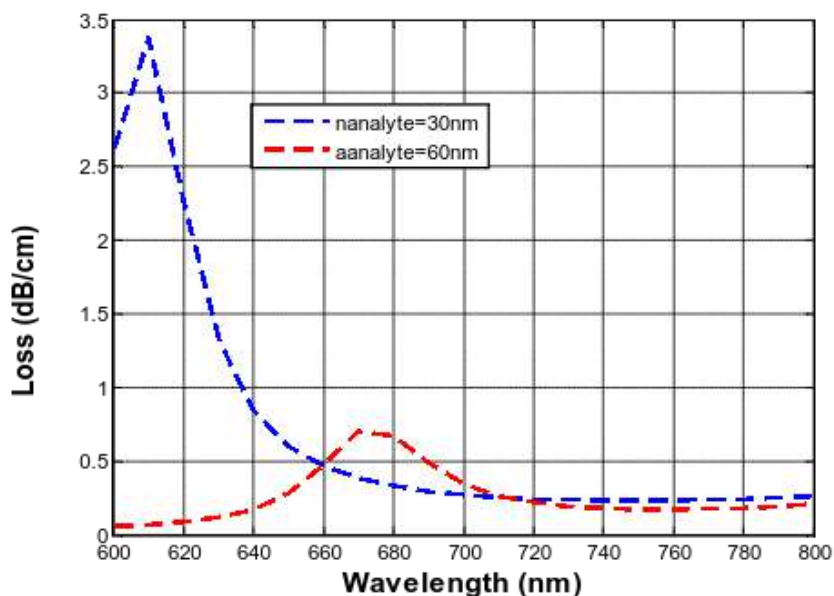


FIGURE 4.3.11 – Variation de l'épaisseur de métal en fonction du facteur de confinement dans la structure BS2-FPC-PPS.

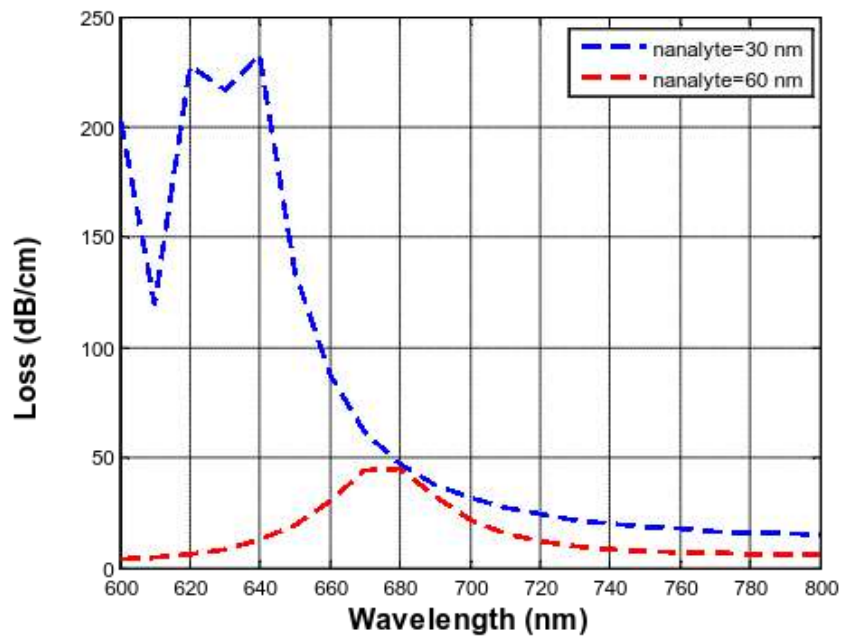


FIGURE 4.3.12 – Variation de l'épaisseur de métal en fonction du facteur de confinement dans la structure BS1-FPC-PPS

Les figures 4.3.11 et 4.3.11 représente l'évolution des pertes de confinement en fonction de l'épaisseur du métal dans les deux structures. L'indice de réfraction de l'analyte est fixé à 1.35. On remarque clairement que le pic de résonance se déplace vers les grandes longueurs d'onde.

La distribution du champ électrique évanescence dans les capteurs SPR peut être déterminée en résolvant l'équation de Maxwell.

Pour une longueur d'onde et une structure de fibre, il est nécessaire de trouver le mode du cœur et le mode SPP. À la condition de résonance, la lumière guidée par le cœur est transférée au mode SPP, où il y a plus d'interaction à l'interface de l'analyte et de la couche d'or. La performance de détection est largement déterminée par les modes SPP.

La performance du capteur SPR dépend largement de la sélection des matériaux plasmoniques. Plusieurs travaux récents ont été réalisés en utilisant l'or, l'argent, l'aluminium et le cuivre comme matériaux plasmoniques actifs. Dans notre travail l'or est choisi comme matériau plasmonique à la surface extérieure de la structure PCF car il est chimiquement stable et ne s'oxyde pas facilement.

On constate que la longueur d'onde maximale du mode cœur de la fibre passe aux grandes longueurs d'onde lorsque l'épaisseur augmente de 30 nm à 60 nm. Ce phénomène indique que, lorsque «t» augmente, l'intensité de résonance entre le mode cœur et le mode SPP devient plus forte, et une plus grande quantité d'énergie électromagnétique du mode fondamental de la fibre est alors couplée au mode SPP. Outre l'épaisseur du métal, le

pas de maille et le diamètre du trou d3 peuvent également modifier les performances de détection.

4.3.3.3 Effet de l'épaisseur du métal sur la sensibilité

— Influence de l'épaisseur du métal dans la sstructure BS2-FPC-PPS a base de Nb2O5

Le niobate de pentaniobium (Nb2O5) est un oxyde de niobium d'intérêt pour de nombreuses applications optiques, notamment dans les domaines des couches minces optiques, de la microélectronique, et des dispositifs photoniques non linéaires. Il couvre un domaine spectral allant du visible à proche infrarouge. La figure 4.3.11 montre la variation de l'épaisseur de métal en fonction du facteur de confinement dans la structure BS2-FPC-PPS sur Nb2O5. On constate en particulier pour une couche mince (< 30 nm) il s'agit d'une faible absorption du champ électromagnétique. Par conséquent le champ ne pénètre pas efficacement dans le milieu diélectrique (Nb2O5 et analyte). Pour une couche trop épaisse ($> 60-70$ nm) : Les plasmons sont mal excités, car le champ lumineux est trop atténué dans le métal. La résonance devient large et peu sélective, ce qui réduit la résolution spectrale.

- Une épaisseur optimale (typiquement 40–50 nm pour l'or ou l'argent) :

Bon compromis entre confinement de champ et couplage plasmonique. Le Nb2O5, avec son indice de réfraction élevé ($n \approx 2.2 - 2.4$), améliore le confinement du champ électromagnétique à l'interface.

Il renforce l'interaction du champ plasmonique avec l'analyte, surtout lorsque l'épaisseur métallique est bien calibrée. Ce couplage optimisé permet de maximiser le décalage du pic SPR, donc améliorer la sensibilité. L'épaisseur de la couche métallique dans un biocapteur SPR à fibre à cristaux photoniques est un paramètre critique. Une épaisseur trop fine ou trop épaisse entraîne une baisse de performance, tandis qu'une épaisseur optimisée permet un couplage plasmonique efficace, surtout en présence d'une couche de NbO qui améliore la résonance. Un réglage fin de cette épaisseur est donc indispensable pour atteindre une sensibilité élevée, essentielle dans les applications de détection biomoléculaire

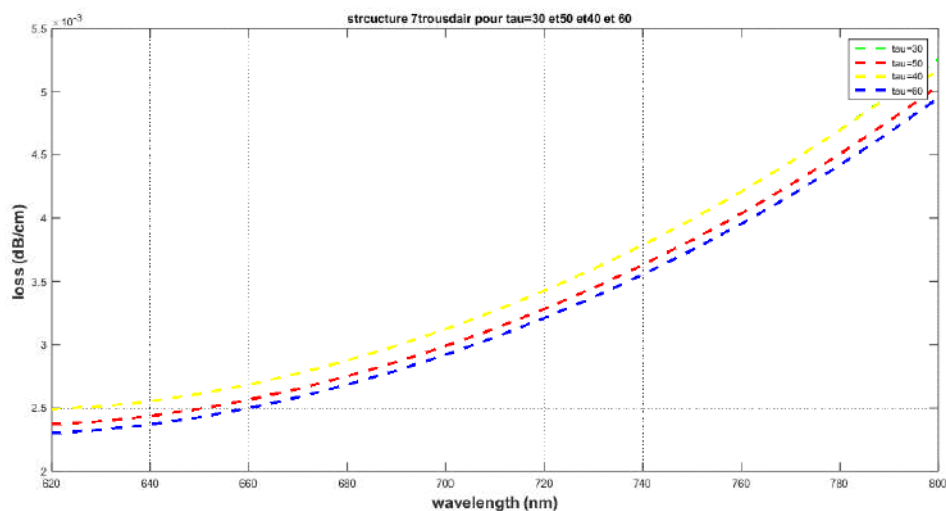


FIGURE 4.3.13 – Variation de l'épaisseur de métal en fonction du facteur de confinement dans la structure BS2-FPC-PPS sur Nb2O5

Analyte RI n_a	Longueur d'onde de résonance λ_{peak} (nm)	$\Delta\lambda_{\text{peak}}$	Pic de pertes (dB/cm)	Sensibilité en longueur d'onde (nm/RIU)	Résolution en longueur d'onde (RIU)
1.33 [96]	600	20	56	2000	5.00×10^{-5}
1.33 [ce travail]	650	20	2.4876	2000	5.00×10^{-5}
1.34 [96]	620	20	73	2000	5.00×10^{-5}
1.34 [ce travail]	630	20	1.7105	2000	5.00×10^{-5}
1.35 [96]	640	30	91	3000	3.33×10^{-5}
1.35 [ce travail]	650	30	2.4876	3000	3.33×10^{-5}
1.36 [96]	670	40	118	4000	2.50×10^{-5}
1.36 [ce travail]	680	40	3.4785	4000	2.50×10^{-5}
	790	0	0		
1.37 [96]	710	50	155	5000	2.00×10^{-5}
1.37 [ce travail]	720	40	5.0842	5000	2.50×10^{-5}

Analyte RI n_a	Longueur d'onde de résonance λ_{peak} (nm)	$\Delta\lambda_{\text{peak}}$	Pic de pertes (dB/cm)	Sensibilité en longueur d'onde (nm/RIU)	Résolution en longueur d'onde (RIU)
1.38 [96]	760	80	212	8000	1.25×10^{-5}
1.38 [ce travail]	780	60	7.4535	6000	1.66×10^{-5}
1.39 [96]	840	160	339	16000	6.25×10^{-6}
1.39 [ce travail]	870	90	8.2354	9000	1.11×10^{-5}
1.40 [96]	1000	NA	527	NA	NA
1.40 [ce travail]	920	NA	5.9086	NA	NA

TABLE 4.3.1 – Comparaison des performances des capteurs SPR à base de PCF du modèles des deux structures en faisant varier l'indice de réfraction de l'analyte.

4.4 Conclusion

Dans ce travail, nous avons réalisé une étude numérique d'un biocapteur à fibre à cristaux photoniques (PCF) basé sur la résonance des plasmons de surface (SPR), en examinant l'impact de plusieurs paramètres clés sur les performances du capteur. Les résultats de simulation ont permis de mettre en évidence les effets significatifs suivants :

- Effet de l'indice de réfraction de l'analyte : La position de la résonance SPR est directement affectée par l'indice de réfraction de l'analyte. Une hausse de l'indice entraîne un déplacement du pic de résonance vers des longueurs d'onde supérieures (redshift). Ce comportement valide l'aptitude du capteur à percevoir de légères fluctuations d'indice, un élément fondamental pour les utilisations en détection biomoléculaire. La sensibilité du détecteur, indiquée en nm/RIU, s'accroît en fonction de l'indice de l'analyte jusqu'à atteindre un certain point limite.
- Effet de l'épaisseur de la couche métallique : L'épaisseur de la couche métallique est déterminante pour l'efficacité du couplage SPR. Une couche trop fine entraîne une résonance peu prononcée avec des pertes faibles, alors qu'une couche trop épaisse génère une atténuation excessive du signal optique, diminuant ainsi la profondeur

du pic de résonance. Une épaisseur idéale (habituellement entre 40-50 nm pour l'or) optimise la sensibilité tout en préservant un contraste de résonance satisfaisant.

- Effet de l'indice de réfraction du métal diélectrique (ex. Nb₂O₅) :L'insertion d'une couche de NbO entre la fibre et le métal favorise un meilleur confinement du champ électromagnétique à l'interface, ce qui renforce le couplage SPR. Un indice de réfraction important favorise une interaction intense entre le mode guidé et le mode plasmonique, ce qui conduit à une augmentation de la sensibilité et du facteur de qualité du capteur.

Pour faire simple, les performances du biocapteur SPR à PCF sont étroitement liées à l'ajustement exact des paramètres structurels et optiques. En contrôlant l'épaisseur du métal, l'indice diélectrique et l'indice de l'analyte, on peut affiner la sensibilité, la résolution spectrale et la fiabilité du capteur pour divers usages biochimiques.

Conclusion générale

Ce travail de fin d'études a porté sur l'étude et la conception d'un biocapteur innovant reposant sur la technologie des fibres optiques à cristaux photoniques, couplée au phénomène de résonance des plasmons polaritons de surface (SPR). L'objectif principal était de développer un dispositif sensible, sélectif et compact, capable de détecter des variations infimes d'indices de réfraction, typiques des processus biochimiques.

Dans une première phase, une revue approfondie des principes physiques impliqués a été menée, notamment ceux relatifs aux cristaux photoniques, à la propagation de la lumière dans les fibres optiques spéciales, ainsi qu'au phénomène de SPR, qui constitue le cœur du mécanisme de détection. Ce socle théorique a permis de définir une architecture de capteur adaptée, combinant la structuration périodique des cristaux photoniques et l'intégration d'une couche métallique indispensable à l'excitation des plasmons de surface.

La deuxième phase a consisté en la modélisation et la simulation du capteur à l'aide d'outils numériques, permettant d'optimiser la géométrie, les matériaux utilisés et les paramètres de fonctionnement. Les résultats obtenus ont démontré une sensibilité accrue du capteur proposé, comparée à d'autres structures conventionnelles, mettant en évidence son potentiel pour des applications biomédicales, environnementales ou industrielles.

En conclusion, ce projet a permis non seulement de concevoir un biocapteur performant, mais aussi d'approfondir la compréhension des interactions lumière-matière dans les structures optiques avancées. Il ouvre la voie à des perspectives prometteuses, notamment l'implémentation expérimentale du dispositif, l'exploration de nouveaux matériaux plasmoniques, ou encore l'intégration de ce type de capteur dans des systèmes de détection portables et intelligents

Bibliographie

Bibliographie

- [1] SMITH et A. JONES. “Observation microscopique d’une fibre optique à structure microscopique”. In : *Journal de la société optique* (2018).
- [2] R. BUCZYNSKI. “Photonic Crystal Fibers”. In : *Proceedings of the XXXIII International School of Semiconducting Compounds*. 2004.
- [3] W. A. ABDELJALLIL. “Étude des fibres microstructurées Aire/silice à réseau circulaire”. 24 juin 2014.
- [4] *Caractéristiques des cristaux photoniques*. Consulté le 10 mars 2024. 2014. URL : <http://physique.unice.fr/sem6/2013-2014/PagesWeb/PT/Cristaux/Caracteristiques.htm>.
- [5] K. BOUDIAF et Hadjer SAFER. “Thème Etude et conception des capteurs à cristaux Photoniques pour des applications biomédicales”. Juin 2018.
- [6] K. BOUDIAF et H. SAFER. “Étude et conception de capteurs à cristaux photoniques biomédicaux”. Projet, 17 juin 2018.
- [7] K. M. HO, C. T. CHAN et C. M. SOUKOULIS. In : *Physical Review Letters* 65.25 (1990), p. 3152.
- [8] N. M. LITCHINITSER et al. “Resonances in microstructured optical waveguides”. In : *Optics Express* 11.10 (2003), p. 1243-1251.
- [9] Michel LOURTIOZ et Henri BENISTY. *Photonic Crystals : Towards Nanoscale Photonic Devices*. Library of Congress Control Number : 2008921403. Springer, 2008.
- [10] M. FILALI. “Démultiplexeur 8 canaux à cristaux photoniques bidimensionnels”. Univ. M’sila, juin 2018.
- [11] R. MOUKHTARI. “Cavités à cristaux magnéto-photoniques”. Univ. M’sila, mai 2018.

- [12] A. BELHASSOS et S. METREF. “Étude et simulation des cristaux photoniques”. Univ. Ouargla, 20 juin 2017.
- [13] F. KIHÉLI et K. DJEBRIT. “Diviseurs optiques 1x2, 1x3, 1x4 à cristaux photoniques”. Mémoire de Master. Univ. Ouargla, oct. 2020.
- [14] F. BAHLOUL. “Fibres optiques microstructurées air/silice pour télécoms”. Thèse de doct. Univ. Tunis El Manar, 2006.
- [15] X. WANG, K. KIKUCHI et Y. TAKUSHIMA. “Analysis of dispersion-managed optical fiber transmission system using non-return-to-zero pulse format and performance restriction from third-order dispersion”. In : *IEICE Transactions on Communications* 82 (1999), p. 1141-1147.
- [16] SLIMIOUIDETTE. *Microlentillage d'une fibre optique*. Le dossier du Ministère de l'Industrie, France : “Étude générique sur les technologies optoélectroniques : La fibre optique, une technologie de pointe”. 2011.
- [17] A. ROY. “Sources lasers blanches à fibres optiques actives”. Thèse de doct. Univ. Limoges, 2008.
- [18] M. EL AMRAOUI. “Fibres chalcogénures non linéaires pour supercontinuum IR”. Thèse de doct. Univ. Bourgogne, 2010.
- [19] F. BENABID et P. J. ROBERTS. “Guidance mechanisms in hollow-core photonic crystal fiber”. In : *Proceedings of SPIE*. T. 6901. SPIE, 2008, 69010U-69010U.
- [20] R. CHERIF. “Étude des effets non-linéaires dans les fibres à cristaux photoniques”. Thèse de doctorat. Université de Carthage, 2009.
- [21] G. VIENNE et al. “Ultra-large bandwidth hollow-core guiding in all-silica Bragg fibers with nano-supports”. In : *Optics Express* 12 (2004), p. 3500-3508.
- [22] A. PEYRILLOUX. *Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques*. <http://www.unilim.fr/theses/sciences/limo/notice.htm>. 2003.
- [23] J. KNIGHT et al. “Properties of photonic crystal fiber and the effective index model”. In : *JOSA A* 15 (1998), p. 748-752.
- [24] F. BRÉCHET et al. “Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method”. In : *Optical Fiber Technology* 6 (2000), p. 181-191.

- [25] J. K. RANKA, R. S. WINDELER et A. J. STENTZ. “Optical properties of high-delta air-silica microstructure optical fibers”. In : *Optics Letters* 25 (2000), p. 796-798.
- [26] J. K. RANKA, R. S. WINDELER et A. J. STENTZ. “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm”. In : *Optics Letters* 25 (2000), p. 25-27.
- [27] G. P. AGRAWAL. *Lightwave Technology : Components and Devices*. John Wiley & Sons, 2004.
- [28] F. POLI, A. CUCINOTTA et S. SELLERI. *Photonic crystal fibers : properties and applications*. Springer Science Business Media, 2007.
- [29] S. CHEN et al. “Rayleigh Scattering Property in Photonic Crystal Fiber”. In : *Journal of Tianjin University* 40 (2007), p. 839-843.
- [30] Q. XU. “Simulation on dispersion and birefringence properties of photonic crystal fiber”. In : *Chinese Optics Letters* 12 (2014), p. 011302-011304.
- [31] J. KNIGHT et al. “Large mode area photonic crystal fibre”. In : *Electronics Letters* 34 (1998), p. 1347-1348.
- [32] R. CHERIF, M. ZGHAL et H. HAMAM. “Numerical Analysis of Stimulated Raman Scattering in Nonlinear Photonic Crystal Fiber for Broad Spectral Content”. In : *2007 IEEE International Conference on Signal Processing and Communications*. IEEE, 2007.
- [33] R. CHERIF. “Étude des effets non-linéaires dans les fibres à cristaux photoniques”. Thèse de doct. Université 7 novembre à Carthage, 2009.
- [34] H. PAKARZADEH, M. TAGHIZADEH et M. HATAMI. “Designing a photonic crystal fiber for an ultra-broadband parametric amplification in telecommunication region”. In : *Journal of Nonlinear Optical Physics Materials* 25 (2016), p. 1650023.
- [35] P. JAWORSKI. “Negative curvature fibre optics for delivery of high-peak power light for manufacturing applications”. Thèse de doct. Heriot-Watt University, 2015.
- [36] P. ROY et al. “Photonic crystal fibres for lasers and amplifiers”. In : *Comptes Rendus Physique* 7 (2006), p. 224-232.
- [37] K. R. KHAN, M. F. MAHMOOD et A. BISWAS. “Coherent super continuum generation in photonic crystal fibers at visible and near infrared wavelengths”. In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 20 (2014), p. 573-581.

- [38] A. BÉTOURNÉ. “Conception et caractérisation de nouvelles fibres optiques à cristal photonique dites hybrides et applications à l’optique non linéaire”. Thèse de doct. Université Lille 1, 2010.
- [39] P. S. LIGHT. “Photonic microcells for quantum optics applications”. Thèse de doct. University of Bath, 2008.
- [40] A. MUSSOT. “Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunications à haut débit”. Thèse de doct. Université de Franche-Comté, 2004.
- [41] S. Y. RYU et al. “Optical coherence tomography implemented by photonic crystal fiber”. In : *Optical Quantum Electronics* 37 (2005), p. 1191-1198.
- [42] K. NYACHIONJEKA, H. TARUS et K. LANGAT. “Design of a photonic crystal fiber for optical communications application”. In : *Scientific African* 9 (2020), e00511.
- [43] J. N. DASH, R. JHA et S. DASS. “Ultrasensitive displacement sensor based on photonic crystal fiber modal interferometer”. In : *Optical Sensors*. Optica Publishing Group, 2014.
- [44] V. PORTOSI et al. “Advances on photonic crystal fiber sensors and applications”. In : *Sensors* 19 (2019), p. 1892.
- [45] V. S. CHAUDHARY et al. “Advances in photonic crystal fiber-based sensor for detection of physical and biochemical parameters—a review”. In : *IEEE Sensors Journal* (2022).
- [46] Kessab Badr EDDIN et Karaoui AFID. “Etude et analyse des propriétés optiques des fibres optiques micro-structurées”. Université Kasdi Mesbah, 2022.
- [47] Ilhem MIREL. “Conception de Capteur à Base des Fibres Optiques”. thèse. Université d’ain témouchent de belhadj bouchaib, 2024.
- [48] Jean-Claude FESTINGER. “Capteurs à fibres optiques”. In : *Techniques de l’Ingénieur* (2007).
- [49] P. FERDINAND. *Capteurs à fibres optiques et réseaux associés*. Paris : Tec & Doc, 1992.
- [50] S. AMOUDACHE. “Cristaux phoxoniques accordables ; application au domaine des capteurs”. thèse de doctorat. Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2015.

- [51] Y. SANOGO. “Conception et fabrication de capteurs et de leur technique d’interrogation pour des applications dans les domaines de la santé et de l’environnement”. thèse de doctorat. École normale supérieure de Cachan, 2012.
- [52] G. ASCH. *Les capteurs en instrumentation industrielle - 7ème édition*. 2010.
- [53] G. ASCH et B. POUSSERY. *Les capteurs en instrumentation industrielle - 8e éd.* 2017.
- [54] S. OLYAEE et al. “Photonic crystal chemical/biochemical sensors”. In : *J. Progresses in Chemical Sensor* 3 (2016).
- [55] J. N. DASH et al. “Nano-displacement sensor based on photonic crystal fiber modal interferometer”. In : *Optics Letters* 40 (2015), p. 467-470.
- [56] V. PRUNERI et al. “Fiber and integrated waveguide-based optical sensors”. In : *Journal of Sensors* (2009).
- [57] Y. LU et al. “Temperature sensing using photonic crystal fiber filled with silver nanowires and liquid”. In : *IEEE Photonics Journal* 6 (2014), p. 1-7.
- [58] M. ROMAN et al. “A spatially distributed fiber-optic temperature sensor for applications in the steel industry”. In : *Sensors* 20 (2020), p. 3900.
- [59] K. AHMED et M. MORSHED. “Design and numerical analysis of microstructured-core octagonal photonic crystal fiber for sensing applications”. In : *Sensing and Bio-Sensing Research* 7 (2016), p. 1-6.
- [60] V. S. CHAUDHARY et al. “Advances in photonic crystal fiber-based sensor for detection of physical and biochemical parameters - a review”. In : *IEEE Sensors Journal* (2022).
- [61] C. KITTEL. *Physique de l’état solide*. 7e éd. Paris : Dunod, 1998.
- [62] I. KUKUSHKIN et al. “Spectrum of one-dimensional plasmons in a single stripe of two-dimensional electrons”. In : *Physical Review B* 72 (2005), p. 1-4.
- [63] H. RAETHER. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 1988.
- [64] A. WOKAUN. “Surface-enhanced electromagnetic processes”. In : *Solid State Physics* 38 (1984), p. 223-294.
- [65] A. BAÑOS. *Dipole Radiation in the Presence of a Conducting Half-Space*. Oxford ; New York : Pergamon Press, 1966.

- [66] A. ARCHAMBAULT et al. “Surface plasmon Fourier optics”. In : *Physical Review B* 79 (2009), p. 195414.
- [67] J. H. LAKEY et E. M. RAGGETT. “Measuring protein-protein interactions”. In : *Current Opinion in Structural Biology* (1998), p. 119-123.
- [68] Marion DEVILLERS. “Conception, évaluation et modélisation de biocapteurs pour la détection électrochimique du facteur de motilité autocrine : biomarqueur potentiel de cancers métastatiques”. thèse de doctorat. Université Paris Saclay (COMUE), 2016.
- [69] “Circuits intégrés photoniques utilisant la plasmonique”. In : *Techniques de l'Ingénieur* (2021).
- [70] “Plasmons de surface : principes physiques et applications”. In : *Techniques de l'Ingénieur* (2021).
- [71] L. D. LANDAU, L. P. PITAEVSKII et E. M. LIFSHITZ. *Electrodynamics of Continuous Media*. 2nd. Butterworth-Heinemann, 1984.
- [72] L. BREKHOVSKIKH. *Waves in Layered Media*. Elsevier, 2012.
- [73] M. BORN et E. WOLF. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Elsevier, 2013.
- [74] D. COURJON et C. BAINIER. *Le champ proche optique : Théorie et applications*. Springer-Verlag France, 2001.
- [75] E. KRETSCHMANN et H. RAETHER. “Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light”. In : *Naturforsch.* 23 (1968), p. 2135.
- [76] E. KRETSCHMANN. “Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmawingungen”. In : *Z. Phys.* 241 (1971), p. 313.
- [77] K. KURIHARA et K. SUZUKI. “Theoretical understanding of absorption-based surface plasmon resonance sensor based on Kretschmann’s theory”. In : *Analytical Chemistry* 74 (2002), p. 696-701.
- [78] K. KURIHARA et K. SUZUKI. “Asymmetric SPR sensor response curve-fitting equation for the accurate determination of SPR resonance angle”. In : *Sensors and Actuators B* 86 (2002), p. 49-57.

- [79] Kanzo MALAK. “Modélisation, réalisation et caractérisation d’un capteur plasmonique à fibre optique : Effets de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système microfluidique”. thèse de doctorat. École Polytechnique de l’Université de Nantes, 2008.
- [80] F. ABELES. “Recherches sur la propagation des ondes electromagnetiques sinusoidales dans les milieux stratifies. Application aux couches minces”. In : *Annales de physiques* 5 (1950), p. 596.
- [81] G. J. KOVACS et G. D. SCOTT. “Optical excitation of surface plasma waves in layered media”. In : *Physical Review B* 16 (1977), p. 1297.
- [82] Y. POCHI. *Optical Waves in Layered Media*. New York : John Wiley & Sons, 1988.
- [83] B. D. GUPTA et A. K. SHARMA. “Sensitivity evaluation of a multi-layered surface Plasmon resonance-based fiber optic sensor : a theoretical study”. In : *Sensors and Actuators B* 107 (2005), p. 40-46.
- [84] A. K. SHARMA, R. JHA et B. D. GUPTA. “Fiber-optic sensors based on surface Plasmon resonance : a comprehensive review”. In : *IEEE Sensors Journal* 7 (2007), p. 1118-1129.
- [85] A. K. SHARMA et B. D. GUPTA. “On the sensitivity and signal to noise ratio of a step-index fiber optic surface plasmon resonance sensor with bimetallic layers”. In : *Optics Communications* 245 (2005), p. 159-169.
- [86] P. B. JOHNSON et R. W. CHRISTY. “Optical Constants of the Noble Metals”. In : *Physical Review B* 6 (1972), p. 4370-4379.
- [87] E. D. PALIK. “Handbook of optical constants (A)”. In : *Journal of the Optical Society of America A* 1 (1984), p. 1297.
- [88] M. A. ORDAL et al. “Optical properties of metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W”. In : *Applied Optics* 11 (1983), p. 1099-1119.
- [89] Kanzo MALAK. “Modélisation, réalisation et caractérisation d’un capteur plasmonique à fibre optique : Effets de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système microfluidique”. Thèse de doctorat. Thèse de doct. École Polytechnique de l’Université de Nantes, 2008, p. 73.
- [90] W. B. LIN et al. “Development of a fiber-optic sensor based on surface plasmon resonance on silver film for monitoring aqueous media”. In : *Sensors and Actuators B* 75 (2001), p. 203-209.

- [91] A. ABDELGHANI et al. "Study of self-assembled monolayers of n-alkanethiol on a surface Plasmon resonance fiber optic sensor". In : *Thin Solid Films* 284/285 (1996), p. 157-161.
- [92] J. HOMOLA, S. S. YEE et D. MYSZKA. "Surface Plasmon biosensors". In : *Optical Biosensors : Present and Future*. Sous la dir. de F. S. LIGLER. Amsterdam : Elsevier, 2002, p. 207-251.
- [93] P. G. ETCHEGOIN, E. C. Le RU et M. MEYER. "An analytic model for the optical properties of gold". In : *Journal of Chemical Physics* 125 (2006), p. 164705.
- [94] K. S. YEE. "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media". In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 14.3 (mai 1966), p. 302-307.
- [95] J.-P. BERENGER. "A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves". In : *Journal of Computational Physics* 114.2 (oct. 1994), p. 185-200. DOI : [10.1006/jcph.1994.1159](https://doi.org/10.1006/jcph.1994.1159).
- [96] T. AHMED et al. "Surface plasmon resonance biosensor based on hexagonal lattice dual-core photonic crystal fiber". In : *Applied Optics* 58.31 (2019), p. 8416-8422.