

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ MOULOUD MEMMERI DE TIZI-OUZOU

FACULTÉ DES SCIENCES
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT LMD

Spécialité

PHYSIQUE

Option

PHYSIQUE DES MATÉRIAUX ET DES COMPOSANTS

Présentée par

Thinhinane ZEGHDOUDI

Étude par la méthode FDTD de méta-matériaux
biréfringents : conception de lames à retard dans
la gamme optique

Devant le jury d'examen composé de :

M. Lamrous Omar	Professeur	UMMTO	Président
M. Belkhir Abderrahmane	Professeur	UMMTO	Rapporteur
M. Megchiche El Hocine	Professeur	UMMTO	Examineur
M. Nourine Mourad	M.C.A	U.Bouira	Examineur
M. Baida Fadi Issam	Professeur	UBFC, France	Invité

Soutenue le 09/11/2021

Dédicaces

Je dédie ce travail de thèse à celle qui m'a donné la vie et redonné la chance
de continuer cette thèse *Ma Très Chère Maman*,
à la prunelle de mes yeux *Mayline*
et à mon très cher époux *Abdeslam*.

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du laboratoire Physique et Chimie Quantique (LPCQ) de l'Université Mouloud MAMMARI de Tizi-Ouzou, je tiens donc à remercier son directeur ainsi que tous les autres membres du laboratoire.

J'aimerais tout d'abord remercier grandement mon directeur de thèse, Abderrahmane BELKHIR, pour avoir bien voulu diriger ce travail, il a toujours été là pour m'aider et m'orienter au cours de l'élaboration de cette thèse. De la même façon je voudrais exprimer ma reconnaissance à Abdelaziz MEZEGHRANE que je considère comme mon co-encadreur outre son appui scientifique, le temps qu'il a pris pour contribuer à corriger ce manuscrit.

Je tiens à remercier vivement Fadi Issam BAIDA Professeur des universités à FEMTO-ST de m'avoir accueilli dans son équipe pendant mon séjour au sein du laboratoire. Je tiens aussi à exprimer tous mes respects et ma gratitude envers lui pour son aide et ses précieux conseils.

Je tiens à remercier Monsieur Omar Lamrous, d'avoir bien voulu accepter de présider le jury de cette thèse. J'adresse toute ma gratitude à Messieurs El Hocine Megchiche, Mourad Nourine, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail en acceptant de faire partie du jury de cette thèse.

Mes remerciements les plus chaleureux vont aux doctorants pour ces bons moments passés ensemble. J'adresse un remerciement spécial à Zahia, je te suis profondément reconnaissante pour tout ce que tu as fait pour moi.

Enfin, ma reconnaissance et ma gratitude les plus profondes vont à ma merveilleuse famille : mes très chers parents, mon frère Khaled, mes sœurs Lamia, Amélia et Sissi, ma princesse ♡ Mayline ♡ et mon époux bien-aimé.

Table des matières

Introduction générale	1
1 Généralités sur les méta-matériaux biréfringents	5
1.1 Introduction	5
1.2 Propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu matériel	5
1.3 Polarisation de la lumière	8
1.3.1 Description de la polarisation	8
1.3.2 États de polarisation d'une lumière totalement polarisée	9
1.3.3 Formalisme de Jones	10
1.3.4 Ellipticité et rotation optique	10
1.4 Aperçu sur les modes guidés	12
1.4.1 Modes guidés dans une cavité à section rectangulaire	13
1.4.2 Modes guidés dans une cavité à section coaxiale	15
1.5 Méta-matériaux métalliques	18
1.6 Biréfringence naturelle	19
1.7 Biréfringence provoquée	20
1.8 Lames minces biréfringentes	21
1.8.1 Lame demi-onde	21
1.8.2 Lame quart d'onde	22
1.9 État de l'art sur les lames biréfringentes	22
1.10 Conclusion	25
2 Principes de la méthode FDTD : cas des milieux dispersifs	26
2.1 Introduction	26
2.2 Principe de la méthode	26
2.2.1 Discrétisation aux différences finies centrées	27
2.2.2 Algorithme de Yee	28
2.2.3 Critères de convergence spatio-temporels	30
2.2.4 Conditions aux limites : PML et CLP	31

2.3	Les milieux dispersifs dans la FDTD	32
2.3.1	Modèle de Drude	33
2.3.2	Modèle de Drude Lorentz	34
2.3.3	Modèle de Drude à deux points critiques	34
2.4	Intégration du modèle de Drude Lorentz généralisé à la FDTD	35
2.4.1	Tests de validation	38
2.5	Conclusion	40
3	Transmission exaltée à travers des réseaux d'ouverture sub-longueurs d'onde	41
3.1	Introduction	41
3.2	Propriétés des ouvertures rectangulaires	41
3.2.1	Excitation du mode fondamental	42
3.3	Étude paramétrique de la transmission à travers le réseau d'ouverture rectangulaire <i>RAA</i>	44
3.3.1	Effet de la nature du métal	44
3.3.2	Effet du substrat	44
3.3.3	Effet de l'épaisseur du métal <i>H</i>	45
3.3.4	Effet de la longueur <i>L</i> et de la largeur <i>w</i> du <i>RAA</i>	46
3.4	Propriétés des ouvertures coaxiales inclinées	47
3.4.1	Structure <i>SAAA</i> éclairée en incidence normale	50
3.5	Étude paramétrique de la transmission à travers la structure <i>SAAA</i>	52
3.5.1	Effet des rayons extérieur R_e et intérieur R_i	52
3.5.2	Effet de l'angle d'inclinaison	52
3.5.3	Effet de l'épaisseur de la couche métallique	53
3.5.4	Effet de l'élongation de la partie métallique centrale	55
3.6	Propriétés des ouvertures annulaires en forme de 'C'	55
3.6.1	Effet de la polarisation sur la réponse spectrale de la structure <i>CSAA</i>	56
3.7	Étude paramétrique de la transmission à travers le réseau d'ouverture annulaire en forme de 'C'	57
3.7.1	Effet de R_i et R_e	58
3.7.2	Effet de l'épaisseur du métal	58
3.7.3	Effet de la partie métallique additionnelle (<i>A</i>)	59
3.8	Conclusion	60

4 Conception de lames à retard à base de méta-matériaux biréfringents	62
4.1 Introduction	62
4.2 Conception de lames d'onde à base de cavités rectangulaires	63
4.2.1 Présentation de la structure proposée	63
4.2.2 Principe de conception de lames d'onde	63
4.2.3 Caractérisation de la lame demi-onde	68
4.2.4 Caractérisation de la lame quart d'onde	72
4.3 Conception de lames d'onde à base de cavités rectangulaires et coaxiales inclinées	73
4.3.1 Caractérisation de la lame demi-onde	76
4.3.2 Caractérisation de la lame quart onde	77
4.4 Conception de lame d'onde à base de cavités rectangulaires et coaxiales en forme de 'C'	79
4.4.1 Caractérisation de la lame demi-onde	81
4.4.2 Caractérisation de la lame quart d'onde	82
4.5 Conclusion	83
Conclusion générale	85
Bibliographie	89

Introduction générale

Bartholin et Huygens [1, 2] étaient les premiers à avoir observé le phénomène de la double réfraction produite par le Spath d'Islande et les propriétés inhabituelles des deux rayons transmis. Ce n'est qu'un siècle plus tard que des avancées majeures ont été réalisées par Étienne-Louis Malus [3] en expliquant le phénomène observé plus tôt via la polarisation par réflexion : il avait observé que la lumière du Soleil couchant observée après réflexion puis à travers un cristal biréfringent changeait d'intensité avec la rotation du cristal. Il est le premier à employer le terme de "polarisation". La polarisation est une caractéristique importante de la lumière, et pouvoir contrôler cet état de polarisation à travers des composants optiques miniaturisés constitue un réel défi pour la communauté scientifique ces dernières décennies et prend une place considérable dans le domaine des nanotechnologies.

L'observation expérimentale d'Ebbesen [4] de la transmission extraordinaire à travers un réseau d'ouvertures cylindriques gravés dans une couche en argent a suscité un regain d'intérêt pour les méta-matériaux. Des études expérimentales et théoriques [5-7] ont été entreprises afin de lever le mystère sur l'origine physique de cette transmission optique extraordinaire qui est supérieure à celle prédit par la théorie de Bethe [8] (somme des transmissions de chaque ouverture individuelle). Ces études ont montré que la très grande transmission mesurée, obtenue à partir de l'ensemble de la structure périodique est la conséquence du couplage entre les plasmons de surface formés sur chacune des deux interfaces métal-diélectrique. Des structures d'ouverture périodiques sub-longueurs d'onde ont été proposées pour différents types d'applications allant du simple filtrage spectral [9, 10] à l'amélioration de l'émission spontanée [11, 12], en passant par la conception d'éléments optiques de surface (lentilles, lames d'onde, etc.) [13-18]. Dans chaque application, le défi consiste à confiner, améliorer ou contrôler la lumière à l'intérieur ou à la sortie de ces structures nanométriques [19-26].

Le contrôle et la manipulation de l'état de polarisation sont essentiels dans de nombreuses recherches et applications optiques. Les méthodes conventionnelles de modulation des polarisations exploitent la biréfringence naturelle présente dans les cris-

taux (tels que le quartz, calcite, etc.), qui provoque un retard de phase entre les deux composantes orthogonales du champ électrique de l'onde polarisée. Dans le cas des méta-matériaux anisotropes, la biréfringence est provoquée artificiellement par la géométrie et la disposition des ouvertures qui permettent d'obtenir une différence de phase entre les deux composantes transversales du champ électromagnétique transmis. Il en résulte des lames d'onde compactes et ultra-minces compatibles avec les dispositifs nano-optiques, tout en présentant de meilleures performances que celles réalisées à partir de matériaux biréfringents naturels, notamment dans le domaine du térahertz et au-delà [27-29], qui se distinguent par une faible transmission, une grande épaisseur et une largeur de bande de fonctionnement étroite, les rendant inadaptées aux systèmes optiques miniaturisés. Les lames d'ondes les plus efficaces ont été obtenues à partir des structures présentant une transmission extraordinaire (ouvertures dans des couches métalliques par exemple) et exhibant une brisure de symétrie dans le plan transversal [15, 30-34]. Bien que les structures plasmoniques pures [35-38] ont montré des performances remarquables, il n'en demeure que leur utilisation dans certaines applications, notamment les lames demi-ondes dans le visible, est très limitée en raison de la faible intensité de la lumière transmise qui accompagne l'excitation plasmonique (effet de dissipation inhérent). Des études ont montré que l'excitation des modes guidés [15, 39-41], où les effets dissipatifs sont minimisés car l'onde guidée existe principalement dans le volume diélectrique des cavités, confère à ces structures des performances remarquables et élargit leur champ d'application.

Les méta-matériaux bidimensionnels ont été largement utilisés pour concevoir des lames d'ondes [40, 42-46] dans le domaine du proche infrarouge et des fréquences THz [47, 48], alors que très peu d'études ont été consacrées au domaine spectral visible [39, 49].

L'étude de méta-matériaux anisotropes constitués de réseaux métalliques à ouvertures sub-longueurs d'onde nécessite des outils de simulation et de fabrication très élaborés. Pour cela, le développement et l'amélioration d'outils de modélisation, nécessaires pour expliquer des phénomènes physiques souvent complexes et optimiser les paramètres géométriques et physiques de nos structures, constituent une étape indispensable pour l'aboutissement de ce travail de thèse. Ces outils sont basés sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD pour Finite Difference Time Domain) largement développée par notre équipe de recherche à Tizi-Ouzou en étroite collaboration avec l'équipe nano-optique de Besançon.

Ce manuscrit s'articule autour de cinq chapitres :

Le premier chapitre est dédié aux notions générales et fondamentales pour la concep-

tion de lames à retard dans la gamme optique. Quelques rappels sur la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu matériel et des notions sur la polarisation de la lumière sont données. Le chapitre se termine par un état de l'art sur les lames (demi et quart d'onde) faites à base de méta-matériaux.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation de la méthode numérique que nous avons utilisée et qui nous a permis de modéliser l'interaction entre le rayonnement électromagnétique et les structures considérées, à savoir la méthode des différences finies dans le domaine temporelle **FDTD**. Nous y exposerons l'algorithme de Yee sur lequel est basé cette méthode, les conditions de stabilité et de dispersion numériques ainsi que les conditions aux limites. Ce chapitre se termine par la présentation du modèle de Drude Lorentz généralisé que nous avons implémenté et intégré au code FDTD existant.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude paramétrique des propriétés optiques de trois différentes ouvertures (rectangulaires, coaxiales inclinées et coaxiales en forme de 'C') qui agissent comme des guides d'onde. L'objectif est de cerner le comportement de la lumière les traversant et ainsi optimiser leurs configurations.

Le quatrième chapitre porte sur la conception de lames (demi et quart) d'onde originales à base de méta-matériaux biréfringents ultra-minces et exhibant une transmission extraordinaire dans la gamme optique. En exploitant les résultats du chapitre précédant, trois configurations sont étudiées et caractérisées.

Le cinquième et dernier chapitre est dédié à l'étude et à la caractérisation d'une ouverture coaxiale individuelle gravée à l'apex d'une fibre optique conique à revêtement en argent permettant la conversion d'une polarisation linéaire (mode fondamental guidé) à circulaire. Cette anisotropie est provoquée géométriquement en brisant la symétrie cylindrique de la nano-ouverture coaxiale.

Enfin, ce manuscrit se termine par une conclusion générale rapportant les principaux résultats obtenus dans le cadre de ce travail de thèse ainsi que quelques perspectives.

Chapitre 1

Généralités sur les méta-matériaux biréfringents

1.1 Introduction

Le contrôle de l'état de polarisation de la lumière est crucial dans toute sorte de recherche et d'application optique. Les composants optiques conventionnel, tels que les lames d'ondes anisotropes (lames à retard), les polariseurs, les modulateurs de lumière, utilisent généralement des matériaux biréfringents (quartz, calcite, etc.) pour produire le retard de phase. En plus des matériaux naturels, la biréfringence peut également être induite par un arrangement spécifique du matériau, tels que les réseaux.

Ce chapitre est un rappel des concepts fondamentaux nécessaires pour la compréhension de la thématique principale de cette thèse qui est la conception de lames à retard dans la gamme optique. Nous allons commencer par donner quelques rappels sur la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu matériel. Par la suite nous aborderons la notion de la polarisation de la lumière, et on terminera par dresser un état de l'art des travaux sur les lames (demi et quart d'onde) exploitant essentiellement les modes de cavité.

1.2 Propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu matériel

La lumière dans un milieu ouvert est une onde électromagnétique qui correspond à la propagation d'un champ électrique et d'un champ magnétique transverses. Elle est régie par les équations de Maxwell qui constituent les lois fondamentales de

l'électrodynamique classique. Dans ce qui suit nous énonçons ces équations dans la matière :

- **Équation de Maxwell-Faraday :**

Cette équation donne la variation spatiale du champ électrique \vec{E} en fonction de la variation temporelle du champ magnétique et correspond à tous les phénomènes d'induction.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.1)$$

Où \vec{B} est le vecteur champ induction magnétique.

- **Conservation du champ magnétique :**

Cette équation montre que le flux magnétique total à travers toute surface fermée est nul et qu'il n'existe aucune charge magnétique.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.2)$$

- **Équation de Maxwell-Gauss :**

L'équation traduit que le flux électrique à travers toute surface fermée est égal à la somme des charges électriques intérieures.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (1.3)$$

Où ρ est la densité de charge volumique, et ε_0 est la permittivité diélectrique du vide.

Dans le cas du vide, milieu dépourvu de charge ($\rho = 0$), la relation devient :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.4)$$

- **Équation de Maxwell-Ampère :**

Cette équation indique que les champs magnétiques \vec{H} peuvent être créés par les courants électriques et aussi par la variation d'un champ électrique.

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \quad (1.5)$$

Où \vec{D} représente le vecteur champ induction électrique et \vec{j} est le vecteur densité de courant.

Dans le cas du vide milieu dépourvu de charge ($\vec{j} = 0$) la relation devient :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.6)$$

Les équations de Maxwell précédentes sont complétées par les deux équations constitutives caractérisant les différents milieux matériels. Pour un milieu linéaire, isotrope et homogène, les relations liants les champs électromagnétiques aux inductions sont données par :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (1.7)$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (1.8)$$

μ_r et ε_r sont respectivement la perméabilité et la permittivité relative du milieu. μ_0 est la perméabilité magnétique du vide.

La permittivité électrique s'exprime comme suit : $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$. ε' et ε'' représentent respectivement la partie réelle et imaginaire de la permittivité ε .

Les milieux métalliques sont des milieux absorbants et dispersifs dans le domaine optique. La fonction diélectrique dépend de la fréquence ω , elle peut être décrite par des modèles analytiques (Drude, Drude Lorentz ou Drude à deux points critiques). La partie imaginaire de la permittivité électrique ε'' caractérise l'absorption du milieu.

L'équation de propagation du champ électrique (magnétique) est directement déduite à partir de l'équation de Maxwell-Faraday (Maxwell-Ampère) en prenant le rotationnel de ces équations. Dans le cas d'un milieu dépourvu de charge les équations de propagation s'écrivent comme suit :

$$\Delta \vec{E} = \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.9)$$

$$\Delta \vec{B} = \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (1.10)$$

Dans le cas des milieux anisotropes et linéaires, la relation 1.8 liant le vecteur déplacement au champ électrique n'est plus scalaire mais prend une forme matricielle.

$$\vec{D} = \varepsilon_0(\varepsilon_r) \vec{E} \quad (1.11)$$

Il existe un système d'axes orthogonaux (Ox, Oy, Oz), tels que cette matrice

(ε_r) est diagonale :

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Dans le cas des milieux anisotropes deux cas peuvent se présenter :

Milieux possédant un seul axe optique dit milieux uniaxes $n_x = n_y \neq n_z$

Milieux possédant deux axes optiques dit milieux bi-axes $n_x \neq n_y \neq n_z$

Certains milieux peuvent présenter plus de deux axes optiques.

1.3 Polarisation de la lumière

La polarisation est une propriété de la lumière qui est par convention la direction d'oscillation du champ électrique. La lumière naturelle est composée de multiples états de polarisation différents, donnant en moyenne une lumière non polarisée.

1.3.1 Description de la polarisation

Le champ électrique est toujours contenu dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde dans un milieu ouvert. Ce plan contient aussi le champ magnétique, lequel est toujours perpendiculaire au champ électrique. On peut écrire le champ électrique d'une onde plane monochromatique (totalement polarisée) :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (1.13)$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde et ω la fréquence de l'onde. \vec{E}_0 est un vecteur à deux dimensions contenu dans ce plan et que l'on peut décomposer dans une base ortho-normale adéquate :

$$E_0(\vec{r}) = \begin{pmatrix} A_x(\vec{r}) e^{i\phi_x} \\ A_y(\vec{r}) e^{i\phi_y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x(\vec{r}) \\ A_y(\vec{r}) e^{i\Delta\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x(\vec{r}) \\ E_y(\vec{r}) \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

où on a représenté les amplitudes de deux composantes par A_x et A_y . On introduit un déphasage $\Delta\phi = \phi_y - \phi_x$ entre les deux composantes des amplitudes.

1.3.2 États de polarisation d'une lumière totalement polarisée

La lumière peut être polarisée suivant trois états différents (voir la figure 1.1) :

Polarisation rectiligne (linéaire) : la direction du champ électrique est constante au cours du temps et de la propagation.

Polarisation circulaire : la direction du champ électrique varie au cours du temps mais son amplitude reste constante.

Polarisation elliptique : la direction du champ électrique varie au cours du temps avec une amplitude non constante

Une polarisation elliptique ou circulaire est qualifiée de droite lorsqu'on la voit tourner dans le sens horaire (donc vers la droite) lorsqu'elle nous vient dans l'œil. Au contraire, elle est qualifiée de gauche lorsqu'on la voit tourner dans le sens anti-horaire (donc vers la gauche) lorsqu'elle nous vient dans l'œil.

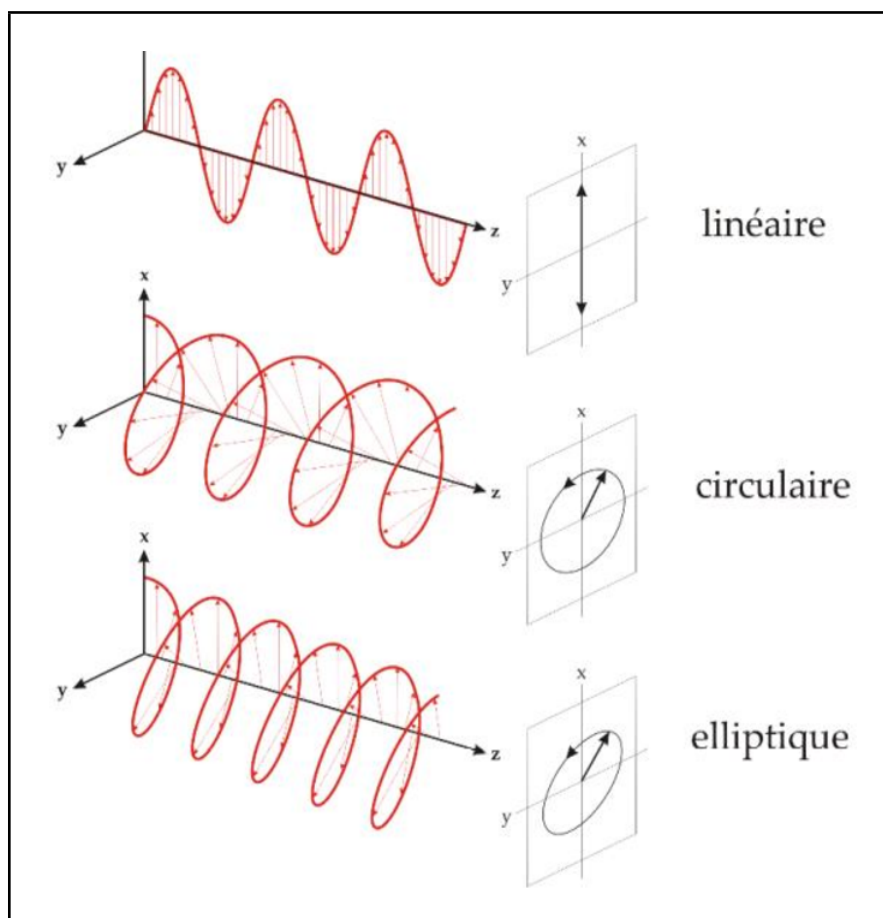


FIGURE 1.1 – États de polarisation de l'onde lumineuse. Polarisation linéaire, circulaire et elliptique, respectivement.

1.3.3 Formalisme de Jones

Pour une meilleure description de l'évolution de l'état de polarisation de la lumière à travers un système optique, une représentation mathématique adéquate est requise. Deux formalismes sont principalement utilisés selon que la lumière soit partiellement ou complètement polarisée.

Les paramètres de Stokes, associés aux matrices de Mueller, permettent de décrire une lumière aussi bien partiellement ou complètement polarisée.

Le formalisme de Jones [50], particulièrement adapté à la représentation d'états complètement polarisés. Dans cette thèse, nous représenterons cette lumière à l'aide de ce formalisme.

Le formalisme de Jones doit son nom à son inventeur le physicien Robert Clark Jones qui le définit en 1941 dans ses travaux. Dans ce formalisme la lumière polarisée est représentée par un vecteur de Jones et les éléments optiques linéaires sont représentés par des matrices dites de Jones. Le vecteur de Jones de la lumière en sortie du système est donné par le produit de la matrice de Jones du système par le vecteur de Jones de la lumière d'entrée comme montré dans l'équation 1.15. Le tableau 1.3.3 regroupe quelques systèmes optiques et les matrices de Jones qui leurs sont associées.

$$\vec{E}_t = \begin{pmatrix} E_{tx} \\ E_{ty} \end{pmatrix} = \mathbf{t} \vec{E}_{inc} = \begin{pmatrix} |t_{xx}|e^{i\phi_{xx}} & |t_{xy}|e^{i\phi_{xy}} \\ |t_{yx}|e^{i\phi_{yx}} & |t_{yy}|e^{i\phi_{yy}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{incx} \\ E_{incy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |t_{xx}| & |t_{xy}|e^{i\phi_{xy}} \\ |t_{yx}|e^{i\phi_{yx}} & |t_{yy}|e^{i\Delta\phi} \end{pmatrix} \vec{E}_{inc} \quad (1.15)$$

où \vec{E}_t est le champ électrique transmis, \vec{E}_{inc} est le champ électrique incident. L'élément diagonal t_{xx} (t_{yy}) correspond à l'amplitude du champ transmis dans la direction x (y) lorsque la structure est éclairée par une onde polarisée E_x (E_y). Les termes non-diagonaux t_{xy} et t_{yx} sont les termes de dépolarisation causés par les composantes E_y et E_x respectivement.

Dans ce cas, la différence de phase entre les deux composantes transversales transmises du champ électrique devient $\Delta\phi = (\phi_{yy} - \phi_{xx})$.

1.3.4 Ellipticité et rotation optique

La pointe du vecteur champ électrique d'une onde complètement polarisée trace une courbe régulière dont la forme la plus générale est une ellipse.

L'ellipticité (η) est une quantité qui mesure le degré d'aplatissement d'une ellipse, aussi appelée excentricité. L'ellipticité est alors définie par le rapport entre le demi-

Système optique	Matrice de Jones correspondante
Polariseur avec axe horizontal	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
Polariseur avec axe vertical	$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Polariseur avec axe incliné à $\pm 45^\circ$	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{pmatrix}$
Polariseur incliné d'un angle φ	$\begin{pmatrix} \cos^2 \varphi & \cos \varphi \sin \varphi \\ \sin \varphi \cos \varphi & \sin^2 \varphi \end{pmatrix}$
Polariseur circulaire droite	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix}$
Polariseur circulaire gauche	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$
Lame demi-onde avec axe rapide horizontal	$\begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$
Lame quart d'onde avec axe rapide horizontal	$e^{-i\frac{\pi}{4}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$

TABLE 1.1 – Quelques systèmes optiques et leurs matrices de Jones correspondantes.

petit axe \mathbf{b} et le demi-grand axe \mathbf{a} de l'ellipse.

$$\eta = \arctan \left(\frac{b}{a} \right) \quad (1.16)$$

Elle peut également être liée à la différence de phase $\Delta\phi$ et à l'amplitude des composantes E_x , E_y par l'expression :

$$\eta = \frac{1}{2} \times \arcsin ((\sin 2\chi) \times \sin(\Delta\phi)) \quad (1.17)$$

où χ est donné par $\tan(\chi) = \frac{E_y}{E_x}$.

β est l'orientation qui correspond à l'angle que fait le demi-grand axe avec l'axe horizontal, mesurée dans le sens anti-horaire. Il s'exprime comme suit :

$$\beta = \frac{1}{2} [\text{atan}(\tan(2\chi) \cos(\Delta\phi))] \quad (1.18)$$

L'erreur sur la direction de l'axe de l'ellipse nommé angle de déviation δ , est donné par :

$$\delta = |\beta + \theta| \quad (1.19)$$

θ étant l'angle de polarisation de l'onde lumineuse par rapport à l'axe x .

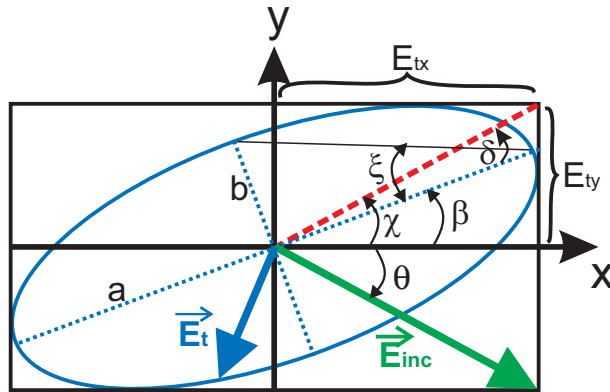


FIGURE 1.2 – Représentation schématique d'une ellipse de polarisation avec son angle d'ellipticité et de rotation β, χ , respectivement.

1.4 Aperçu sur les modes guidés

Un guide d'onde est une cavité métallique ou diélectrique infinie suivant une direction (z par exemple), seule l'onde électromagnétique se déplaçant dans la direction supposée infinie peut se propager, ces ondes sont nommées modes guidés. Dans le cas d'un guide métallique, ces derniers sont classifiés en différents types de mode selon les différentes composantes d'une onde électromagnétique : Transverse électrique (TE donc $E_z = 0$), Transverse magnétique (TM donc $H_z = 0$) et Transverse électromagnétique (TEM , $E_z = 0$ et $H_z = 0$). Chaque mode possède une longueur d'onde de coupure au-delà de laquelle les ondes ne peuvent plus se propager à l'intérieur du guide d'onde, Sauf dans le cas du mode TEM qui est sans longueur d'onde de coupure. Le mode guidé dont la longueur d'onde est la plus grande est dit mode dominant (mode fondamental). Les guides d'ondes peuvent avoir différents types de section transversale tels que rectangulaire, circulaire, coaxiale, etc.

Les modes guidés ou modes propres sont les solutions de l'équation de propagation déduites des équations de Maxwell, où les guides d'ondes sont considérés en métal parfait (sans pertes).

1.4.1 Modes guidés dans une cavité à section rectangulaire

Soit un guide d'onde de section rectangulaire comme montré sur la figure 1.3, supposé infini suivant la direction z creux et parfaitement conducteur. Les ondes TE et TM dans un guide d'onde sont des ondes électromagnétiques pour lesquelles le champ électrique ou le champ magnétique, respectivement, sont normaux à la direction de propagation Oz définie par l'axe du guide. Dans ce genre de structure (guide métallique à section rectangulaire), une onde TEM ne peut pas se propager.

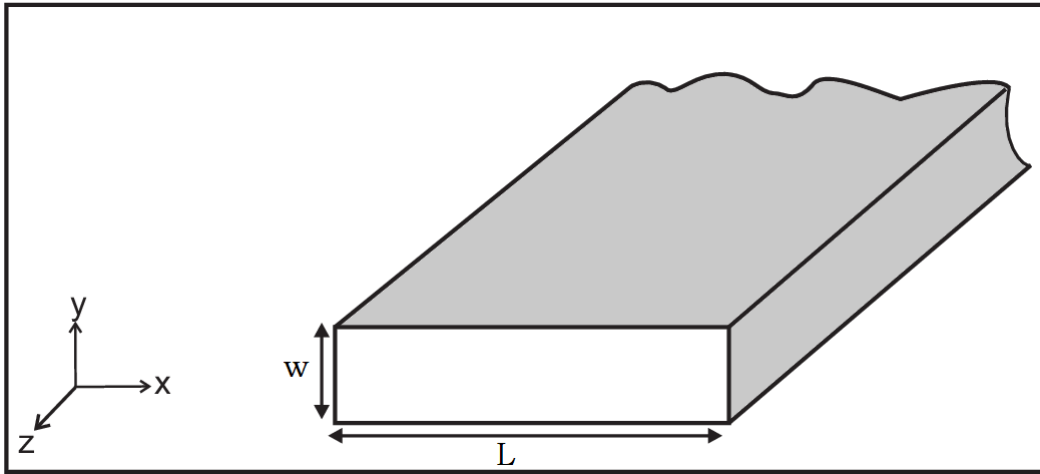


FIGURE 1.3 – Guide d'onde à section rectangulaire, L : longueur du rectangle et w : la largeur du rectangle.

1.4.1.1 Mode TE_{mn}

Pour une onde TE , $E_z = 0$ et l'amplitude complexe de la composante longitudinale H_z satisfait à l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + k_c^2 H_z = 0 \quad (1.20)$$

Avec $k_c^2 = k_m^2 - k_g^2$, $k_m = \frac{\omega}{c\sqrt{\varepsilon}}$ étant le nombre d'onde dans le milieu illimité et $k_g = k'_g + ik''_g$ étant le nombre d'onde complexe dans le guide.

Les solutions se mettent sous la forme : $H_z = \psi(x, y)e^{ik_g z}$

Compte tenu de la symétrie du problème, on peut séparer les variables comme suit : $\psi(x, y) = \psi(x)\psi(y)$

En portant les solutions dans l'équation 1.20 et en résolvant convenablement l'équation obtenue, on en déduit l'expression suivante de la composante longitudinale H_z

[51] :

$$H_z(x, y) = H_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{L}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{w}\right) e^{-i(\omega t - k_g z)}, (m, n) \in N^2 \quad (1.21)$$

H_0 étant l'amplitude du champ magnétique sur les parois du guide.

En tenant compte de $E_z = 0$ et des équations de Maxwell, on obtient les autres composantes de H :

$$H_x = i \frac{k_g}{k_c^2} \left(\frac{m\pi}{L}\right) H_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{L}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{w}\right) e^{-i(\omega t - k_g z)} \quad (1.22)$$

$$H_y = i \frac{k_g}{k_c^2} \left(\frac{n\pi}{w}\right) H_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{L}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{w}\right) e^{-i(\omega t - k_g z)} \quad (1.23)$$

Et les composantes du champ électrique transversal :

$$E_x = -i \frac{\omega}{k_c^2} \left(\frac{n\pi}{w}\right) H_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{L}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{w}\right) e^{-i(\omega t - k_g z)} \quad (1.24)$$

$$E_y = i \frac{\omega}{k_c^2} \left(\frac{m\pi}{L}\right) H_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{L}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{w}\right) e^{-i(\omega t - k_g z)} \quad (1.25)$$

Comme :

$$k_c^2 = k_x^2 + k_y^2 = k_m^2 - k_g^2 \quad (1.26)$$

Alors la relation de dispersion est donnée par :

$$\omega^2 = \frac{1}{\varepsilon\mu_0} \left(k_g^2 + \left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{w}\right)^2 \right) \quad (1.27)$$

La pulsation de coupure ω_c est celle pour laquelle $k_g = 0$. Ainsi :

$$\omega_c = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{w}\right)^2} \quad (1.28)$$

On en déduit la longueur d'onde de coupure :

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{k_c} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{L}\right)^2 + \left(\frac{n}{w}\right)^2}} \quad (1.29)$$

L'onde TE qui se propage dans le guide est caractérisée par le couple (m, n) de deux entiers.

La dimension transversale du guide rectangulaire impose les conditions de propagation. Il existe pour chaque mode, une fréquence de coupure en dessous de laquelle il ne peut se propager.

Si $L > w$, le mode TE_{10} est le mode fondamental qui admet la fréquence de coupure

la plus basse (λ_c la plus haute).

Sa longueur de coupure :

$$\lambda_c = 2L \quad (1.30)$$

1.4.1.2 Mode TM_{mn}

Ce mode est caractérisé par $H_z = 0$ et l'amplitude complexe de la composante longitudinale E_z du champ électrique satisfait à l'équation :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k_c^2 E_z = 0 \quad (1.31)$$

En suivant le même raisonnement que celui des modes TE , les expressions des composantes du champ sont :

$$E_z(x, y) = E_{0z} \sin\left(\frac{m\pi x}{L}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{w}\right) e^{-i(\omega t - k_g z)} \quad (1.32)$$

$$E_x = -i \frac{k_g}{k_c^2} \left(\frac{m\pi}{L}\right) E_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{L}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{w}\right) e^{-i(\omega t - k_g z)} \quad (1.33)$$

$$E_y = -i \frac{k_g}{k_c^2} \left(\frac{n\pi}{w}\right) E_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{L}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{w}\right) e^{-i(\omega t - k_g z)} \quad (1.34)$$

Et les composantes du champ magnétique transversal :

$$H_x = -i \frac{\omega \varepsilon}{k_c^2} \left(\frac{n\pi}{w}\right) E_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{L}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{w}\right) e^{-i(\omega t - k_g z)} \quad (1.35)$$

$$H_y = i \frac{\omega \varepsilon}{k_c^2} \left(\frac{m\pi}{L}\right) E_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{L}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{w}\right) e^{-i(\omega t - k_g z)} \quad (1.36)$$

La longueur d'onde de coupure est donnée par la même relation que dans le cas TE_{mn} (voir équation 1.29). Le mode fondamental dans ce cas est le mode TM_{11} qui a pour longueur d'onde de coupure :

$$\lambda_c = \frac{2Lw}{\sqrt{L^2 + w^2}} \quad (1.37)$$

1.4.2 Modes guidés dans une cavité à section coaxiale

Dans le cas d'un guide d'onde à section coaxiale en métal parfait, comme indiqué sur la figure 1.4. La détermination des composantes du champ électromagnétique se propageant dans la cavité, s'obtient en résolvant les équations de Maxwell dans le systèmes des coordonnées cylindriques avec les conditions aux limites adéquates sur la paroi. Les modes pouvant se propager dans le guide coaxial sont données succinctement dans ce qui suit.

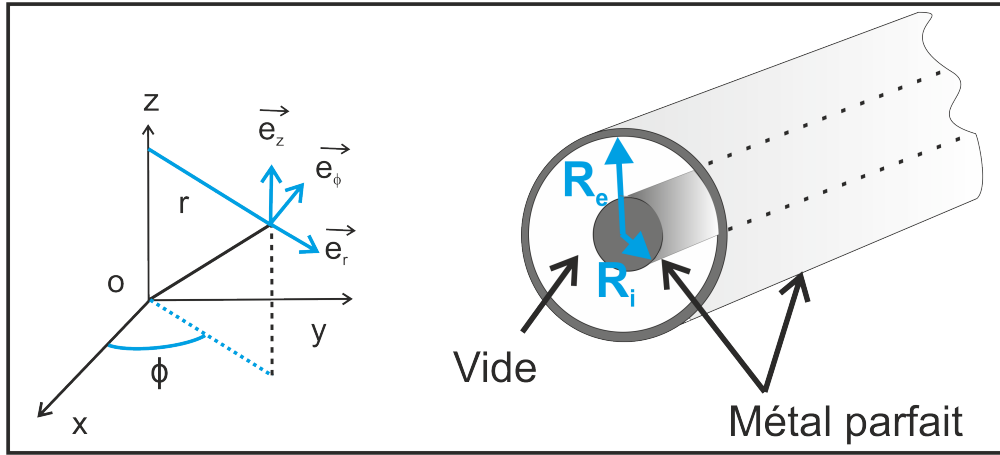


FIGURE 1.4 – Guide d’onde en métal parfait à section coaxiale, R_e : rayon extérieur et R_i : rayon intérieur.

1.4.2.1 Mode Transverse Électro-Magnétique (TEM)

Pour le mode *TEM*, les composantes du champ électromagnétique (E_z et H_z) sont nulles, ce qui implique un vecteur d’onde de coupure k_c nul. Le mode est sans fréquence de coupure c’est-à-dire que toutes les longueurs d’ondes peuvent être transmises lorsque le mode est excité. Le champ guidé est perpendiculaire à la direction de propagation, il se propage de façon analogue à une onde plane dans le vide.

Les conditions aux limites sur les parois du métal parfait (soit R_i et R_e), sont :

$$H_z = 0 \quad (1.38)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = 0 \quad (1.39)$$

Il s’en suit que les coordonnées du champ électrique s’écrivent de la façon suivante :

$$E_z = E_\theta = 0 \quad (1.40)$$

$$E_r = \frac{\omega\mu}{\beta} \frac{H_0}{r} e^{-im\theta} e^{-i\beta z} \quad (1.41)$$

Et les coordonnées du champ magnétique s’écrivent comme suit :

$$H_z = H_r = 0 \quad (1.42)$$

$$H_\theta = \frac{H_0}{r} e^{-im\theta} e^{-i\beta z} \quad (1.43)$$

où H_0 est une constante, m est un entier, $e^{-im\theta}$ représente la somme de deux modes orthogonaux et β représente la composante du vecteur d'onde le long de la direction de propagation.

1.4.2.2 Mode Transverse Électrique (TE)

Dans le cas du mode TE , le champ électrique est transverse à la direction de propagation ($E_z=0$), les composantes du champ magnétique sont donc non nulles. L'équation de Helmholtz pour la composante magnétique longitudinale est donné ci-dessous :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \theta^2} + k_c^2 H_z = 0 \quad (1.44)$$

La résolution de l'équation 1.44 nous permettra d'obtenir la composante H_z , la solution de cette équation fait intervenir des fonctions de Bessel comme suit :

$$H_z(r, \theta, z) = (AJ_m(k_c r) + BY_m(k_c r))e^{-im\theta} e^{-i\beta z} \quad (1.45)$$

J_m et Y_m représentent les fonctions de Bessel d'ordre m de la première et de la deuxième espèce respectivement.

Les conditions aux limites pour ce mode sont : $\frac{\partial H_z}{\partial r} = 0$ pour $r = R_i$ et $r = R_e$

L'équation devient :

$$J'_m(k_c R_i) Y'_m(k_c R_e) - J'_m(k_c R_e) Y'_m(k_c R_i) = 0 \quad (1.46)$$

Avec J'_m et Y'_m sont les dérivées des fonctions de Bessel d'ordre m de la première et de la deuxième espèce respectivement.

Les racines de cette equation sont de la forme : $x'_{mn} = k_c R_i$ où n est un entier strictement positif, avec une longueur d'onde de coupure de la forme :

$$\lambda_c = \frac{2\pi R_i}{x'_{mn}} \approx \frac{\pi(R_e + R_i)}{m} \quad (1.47)$$

Il existe ainsi un mode guidé pour chaque racine x'_{mn} .

1.4.2.3 Mode Transverse Magnétique (TM)

Pour le mode TM , le champ magnétique est transverse à la direction de propagation ($H_z = 0$) et les composantes du champ électriques sont toutes différentes de zéro.

L'équation de Helmholtz pour la composante électrique longitudinale est donné ci-

dessous

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + k_c^2 E_z = 0 \quad (1.48)$$

La résolution de l'équation 1.48, nous donne la solution impliquant aussi les fonctions de Bessel, La composante E_z s'écrit comme suit :

$$E_z(r, \theta, z) = (AJ_m(k_c r) + BY_m(k_c r))e^{-im\theta} e^{-i\beta z} \quad (1.49)$$

En tenant compte des conditions aux limites qui imposent : $E_z(R_i) = E_z(R_e) = 0$, ceci revient à résoudre cette équation :

$$J_m(k_c R_i)Y_m(k_c R_e) - J_m(k_c R_e)Y_m(k_c R_i) = 0 \quad (1.50)$$

Les racines de cette équation s'écrivent : $y_{mn} = k_c R_i$, à chaque racine de l'équation correspond un mode de propagation dans le guide. La longueur d'onde de coupure est donnée par :

$$\lambda_c = \frac{2\pi R_i}{y_{mn}} \approx \frac{2(R_e - R_i)}{n} \quad (1.51)$$

Dans la gamme optique, l'étude des modes guidés ne peut être déterminé analytiquement à cause de la nature du métal dispersif, un recours aux expérimentations ou encore aux modèles numériques est nécessaire.

1.5 Méta-matériaux métalliques

Les méta-matériaux sont par définition des matériaux composites artificiels, dont les dimensions sont inférieurs à la longueur d'onde de la lumière incidente, généralement structurés de manière périodique. Ils exhibent des caractéristiques électromagnétiques extraordinaires qui ne se trouvent pas dans les matériaux conventionnels [52].

Ebbesen et son équipe ont révolutionner le domaine de la nano-optique grâce à leurs travaux publié en 1998 [4], en proposant un réseau qui agit lui même comme un élément actif au passage d'un faisceau lumineux incident ; composé d'ouvertures cylindriques sub-longueur d'onde percé dans une couche en argent. La lumière récolter à travers le réseau est de 6% à la longueur d'onde de 326 nm est qualifiée d'extraordinaire. En effet, leurs observations est d'autant surprenante du fait que l'efficacité de transmission d'une seule ouverture sub-longueur d'onde est prédite par Bethe [8] $(r/\lambda)^4$ où r est le rayon du trou ; en conséquence, pour un trou de 150 nm de diamètre, on attend une efficacité de transmission de l'ordre de 10^{-3} . L'origine de cette transmission optique extraordinaire (EOT) est attribuée au couplage de la lumière

incidente avec les plasmons de surface aux interfaces des méta-matériaux.

Une géométrie particulière a été étudiée théoriquement par Baida et al. [19, 53, 54] afin de réaliser et ou d'améliorer l'EOT, le réseau d'ouverture annulaire (AAA). Une transmission sans précédent est obtenue expérimentalement (90%) à travers la structure AAA dans le domaine du visible [23, 55], l'origine de cette transmission exaltée est assignée à l'excitation des modes guidés dans la cavité coaxiale.

Gordon et al. [30] ont observé une dépendance de la polarisation de la lumière transmise à travers des réseaux d'ouvertures elliptiques. Un phénomène similaire a été observé à travers des ouvertures asymétriques en forme de C [56]. Dans cette thèse des structures asymétriques métalliques seront exploitées afin d'avoir cette forte dépendance de la polarisation.

1.6 Biréfringence naturelle

La biréfringence est la propriété physique présente dans certains matériaux tel que le quartz, calcite, etc, dans lequel la lumière se propage de façon anisotrope. En effet, les milieux biréfringents se caractérisent par deux indices de réfraction différents (ordinaire n_o et extraordinaire n_e) selon les deux axes principaux (axes lent et rapide) et dépendent de la direction de polarisation de l'onde lumineuse. On appelle alors axe rapide l'axe neutre pour lequel l'indice est le plus faible (vitesse de propagation de la lumière c/n la plus élevée) et axe lent l'axe neutre pour lequel l'indice est le plus grand (vitesse de propagation de la lumière c/n la plus faible).

Lorsqu'on parle de biréfringence, on insinue en général biréfringence linéaire, c'est-à-dire qu'on considère les indices de réfraction pour des ondes polarisées rectilignes.

Un effet extraordinaire de la biréfringence est la double réfraction par laquelle un rayon lumineux pénétrant dans le cristal est divisé en deux ; la double réfraction fait apparaître deux images du mot **Polarizers** à la traversée du cristal de calcite (voir figure 1.5).

Dans le cas des matériaux biréfringents uniaxes, la différence entre les indices de réfraction extraordinaire et ordinaire du milieu $\Delta n = n_e - n_o$ est appelée biréfringence. Pour la plupart des milieux biréfringents naturels Δn est relativement faible (voir tableau 1.2).

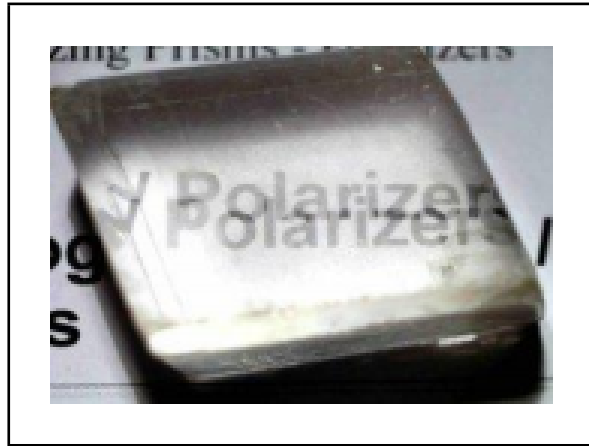


FIGURE 1.5 – Effet de la double réfraction sur la transcription **Polarizer**.

Milieu	n_o	n_e	Δn
Glace H_2O	1.309	1.313	0.014
Quartz SiO_2	1.544	1.553	0.009
Fluorure de magnésium MgF_2	1.38	1.385	0.006
Rutile TiO_2	2.616	2.903	0.287
Niobate de lithium $LiNbO_3$	2.272	2.187	-0.085
Rubis Al_2O_3	1.770	1.762	-0.008
Calcite $CaCO_3$	1.658	1.486	-0.172
Nitrate de sodium $NaNO_3$ $NaNO_3$	1.587	1.336	-0.251

TABLE 1.2 – Indices de milieux biréfringents uniaxes mesurés à $\lambda \approx 590nm$

1.7 Biréfringence provoquée

La biréfringence peut être provoquée ou induite artificiellement dans un milieu optiquement isotrope et cela par l'action de contraintes extérieures telles que l'application d'un champ électrique, d'un champ magnétique, application d'une contrainte mécanique ou par nano-structuration.

En effet, la contrainte extérieure peut modifier l'orientation des atomes (molécules) ou déformer le nuage électronique. Ceci a pour conséquence de modifier le tenseur de permittivité diélectrique et d'induire des propriétés de polarisation de la lumière. La nano-structuration permet d'orienter les structures de façon à avoir une dépendance en polarisation, cette biréfringence induite permettra donc la conception de beaucoup d'éléments optiques tels que les polariseurs, rotateurs, les lames d'onde, etc.

1.8 Lames minces biréfringentes

Les lames minces à faces parallèles sont taillées dans un cristal biréfringent de manière que l'axe optique soit parallèle aux faces, ne produit pas de double réfraction mais uniquement un déphasage de l'onde lumineuse dépendant de sa direction de polarisation. De ce fait les deux rayons ordinaire et extraordinaire sont confondus (ils ne sont pas déviés), les deux rayons ne voient pas le même indice donc ils ne se déplacent pas à la même vitesse, l'un va à c/n_o , l'autre à c/n_e , ce qui fait qu'ils se retrouvent déphasés à la sortie.

Comme indiqué précédemment, des recherches sont orientées vers l'usage des métamatériaux qui offrent la possibilité de concevoir des lames performantes et ultraminces. Cette biréfringence artificielle est provoquée sous certaines conditions dans des réseaux d'ouvertures sub-longueurs d'onde réalisés dans une couche métallique. En effet, un arrangement particulier de ces ouvertures peut induire un déphasage entre les deux composantes transversales de l'onde incidente offrant ainsi la possibilité de manipuler la polarisation de la lumière.

Une lame à retard permet donc de retarder une des deux composantes par rapport à l'autre, c-à-d de provoquer un déphasage. Ce retard dépend explicitement de la différence entre les deux indices de réfractions (Δn) caractérisant le milieu utilisé, de l'épaisseur de la lame H et de la longueur d'onde incidente λ (comme le montre l'équation 1.52).

$$\Delta\phi = \frac{2\pi H \Delta n}{\lambda} \quad (1.52)$$

Il existe plusieurs types de lames, caractérisées par le déphasage qu'elles produisent entre les deux composantes orthogonales du champ électrique. Les lames demi et quart d'ondes sont particulièrement connues et utilisées.

1.8.1 Lame demi-onde

Également notée $\lambda/2$, crée un déphasage valant 180° , c'est à dire un retard d'une moitié de longueur d'onde. L'onde sortant d'une telle lame présente une polarisation symétrique de l'onde entrante par rapport à l'axe optique. L'effet de la lame demi-onde est montré sur la figure 1.6.

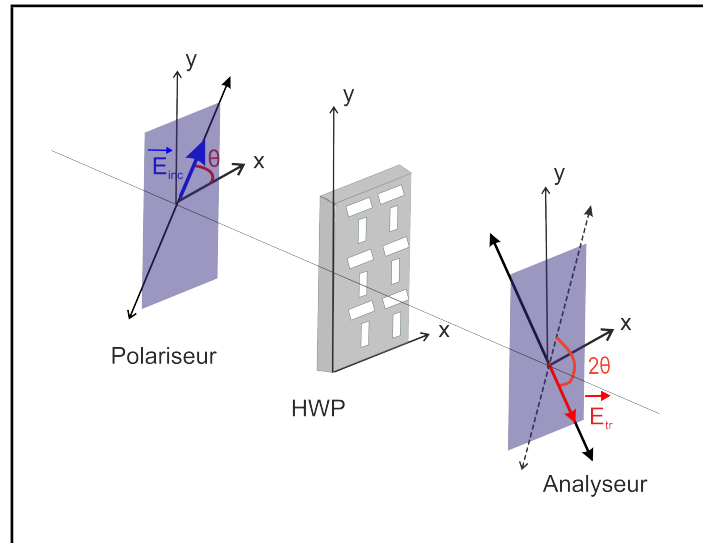


FIGURE 1.6 – Influence d’une lame demi-onde (HWP) sur une onde polarisée linéairement dans le cas où l’angle de polarisation $\theta = 45^\circ$ par rapport à l’axe des x .

1.8.2 Lame quart d’onde

Également notée $\lambda/4$, crée un déphasage de 90° , c’est à dire un retard d’un quart de longueur d’onde. Elle permet de passer d’une polarisation rectiligne à une polarisation elliptique, si la polarisation rectiligne incidente est telle que $\alpha = \pi/4$ (α est l’angle entre l’onde lumineuse et l’axe lent), alors on récupère en sortie de la lame quart d’onde une polarisation circulaire, et vice-versa. L’effet de la lame quart d’onde est montré sur la figure 1.7.

Il est clair que dans le cas où la lumière incidente est polarisée rectilignement suivant un axe propre (ou principal) du cristal, la polarisation de la lumière émergente n’est pas modifiée.

1.9 État de l’art sur les lames biréfringentes

Les lames à retard sont comme défini précédemment des outils optiques capable de modifier l’état de polarisation de la lumière les traversants. Des lames demi-onde et quart d’onde peuvent être conçues à partir de matériaux naturellement biréfringents (exemple du quartz). Dans le domaine optique, ces matériaux présentent des indices dont les valeurs sont faibles (environ 1.5), entraînant un coefficient de transmission élevé à travers les lames. Cependant, il n’est pas évident de les intégrer dans des dispositifs optiques miniaturisés en raison de leur configuration volumineuse induite par la faible biréfringence Δn (la différence entre les indices ordinaires

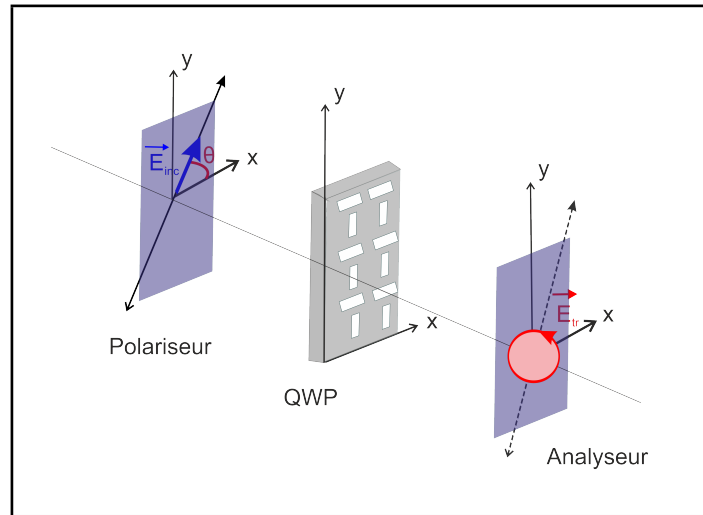


FIGURE 1.7 – Influence d’une lame quart d’onde (QWP) sur une onde polarisée linéairement dans le cas où l’angle de polarisation θ vaut 45° mesuré par rapport à l’un des axes principaux confondu avec l’axe des x .

et extraordinaires) [57-60].

Les premières lames conçues à bases de méta-matériaux reposent sur le fort couplage des champs évanescents entre les deux interfaces de la couche métallique (lames plasmoniques). La transmission obtenue à travers ces lames reste relativement faible à cause des pertes plasmoniques induites dans le métal (effets dissipatifs inhérent à la nature réelle du métal). Dans la référence [36], une lame demi-onde composée d’une double couche de réseau de fentes métalliques sub-longueur d’ondes est proposé. À la longueur d’onde $1.55\mu m$ une faible transmission est obtenue valant 16% comme montré sur les figure 1.8 (b) et (c). Roberts et al. [61] ont proposé des lames quart d’ondes plasmoniques constitué d’un réseau de croix gravé dans une couche métallique en Ag dans la région du proche infrarouge, la transmission de la lumière polarisée est évalué à 37%. Des structures plasmoniques multi-couches fonctionnant comme des lames d’ondes présentent de haut rendement en réflexion, ces lames conviennent bien aux applications qui fonctionnent en réflexion [43, 45].

Une autre alternative consiste à exploiter les modes guidés des nano-ouvertures métalliques, dont l’énergie est essentiellement confinée dans l’espace inter-conducteur, ce qui réduit les pertes métalliques et permet ainsi d’améliorer considérablement les performances de ces lames. Dans le domaine des micro-ondes Baida et al. [15] ont étudié un réseau qui consiste en deux cavités rectangulaires disposées perpendiculairement l’une à l’autre pour concevoir des lames quart d’onde et demi-onde. Ils ont obtenu une lame demi-onde avec un coefficient de transmission de 92 %. Dans la même gamme, Wang et al. [40] ont rapporté la conception de lames demi-onde

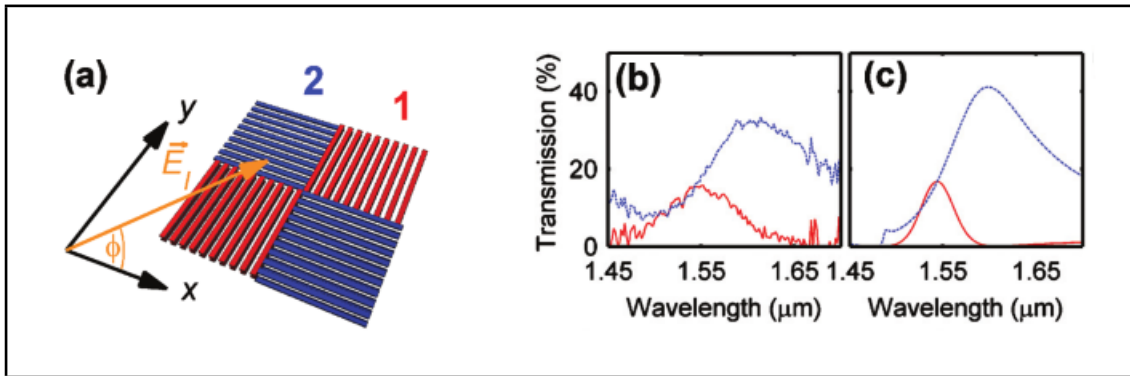


FIGURE 1.8 – (a) réseaux de fentes sub-longueurs d’onde. (b) Spectre de transmission mesuré de la lumière de la ligne rouge polarisée E_x et de la ligne bleue polarisée E_y à travers la structure. (c) Calculs par RCWA (Rigorous Coupled-Wave Analysis) de la transmission à travers les réseaux double couche rouge et bleu alignés et désalignés.

et quart d’onde avec des propriétés de transmission extraordinaires et une grande biréfringence, la structure consistant en des ouvertures en forme de "L".

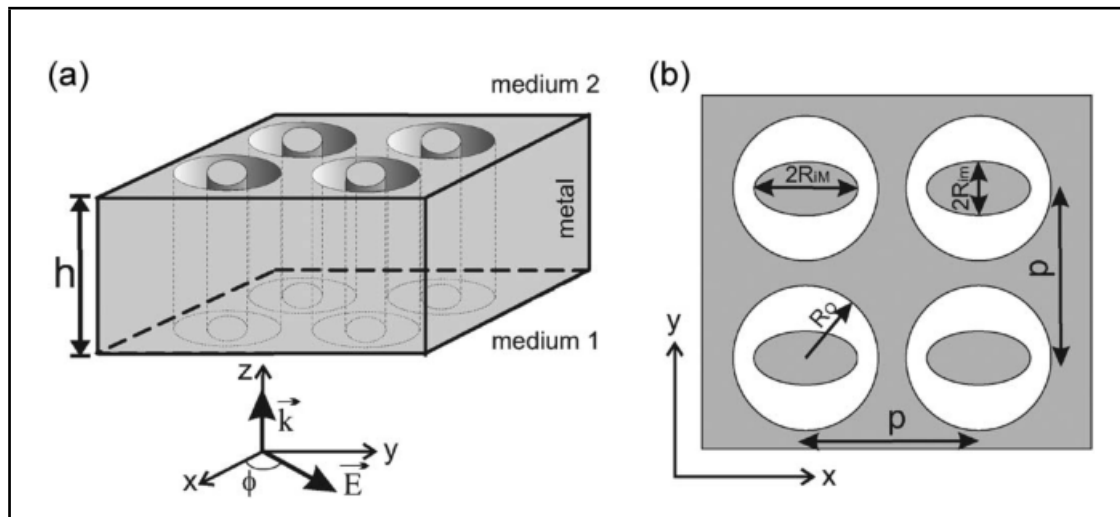


FIGURE 1.9 – Schéma de la lame à base d’ouvertures coaxiales à âme elliptique gravées dans un film métallique d’épaisseur h . (a) Vue tridimensionnelle. (b) Vue de dessus. Les paramètres géométriques des ouvertures sont : $P = 300$ nm, $h = 152.5$ nm, $R_{iM} = 80$ nm, $R_{im} = 40$ nm, et $R_o = 120$ nm.

Dahdah et al. [39] ont proposé une lame quart d’onde (QWP) basée sur un réseau d’ouvertures coaxiales à âme elliptique, dans le domaine visible. Quand la structure est suspendu dans l’air la lame exhibe une transmission de 83%, mais dans la cas réaliste quand elle est déposée sur un substrat de verre ($n=1.5$), la transmission est alors de 44% à la longueur de fonctionnement $\lambda = 740$ nm avec les paramètres structuraux suivant : $P = 300$ nm, $h = 152.5$ nm, $R_{iM} = 80$ nm, $R_{im} = 40$ nm, et $R_o = 120$ nm (voir figure 1.9).

En 2017, Une lame quart d’onde basée sur un réseau de guide d’ondes unidimen-

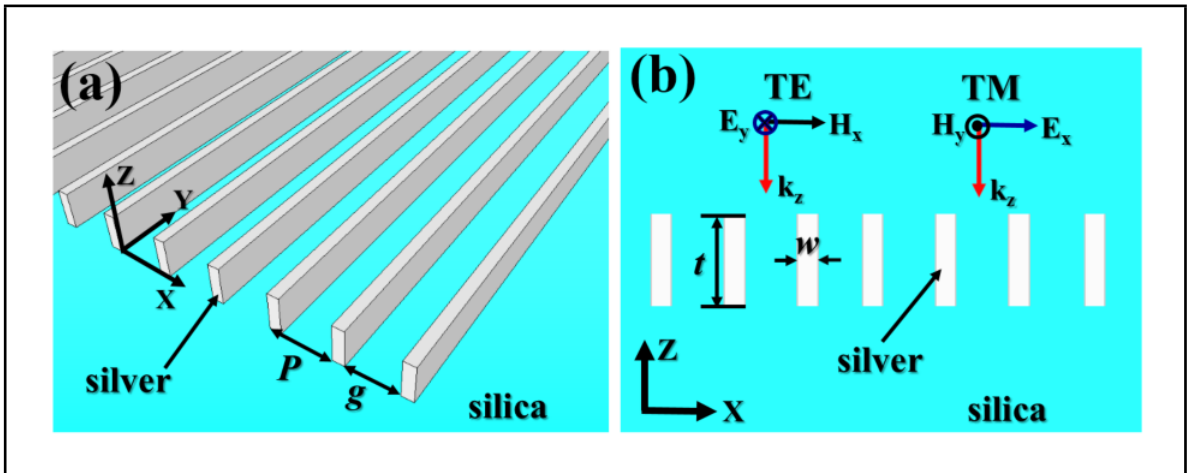


FIGURE 1.10 – Illustration schématique de la structure de la lame quart d’onde. (a) Schéma en 3D de la structure. La périodicité de la structure dans la direction x est $P = 800$ nm, l’espace entre les bandes d’argent voisines est $g = 650$ nm, la largeur de la bande d’argent est $w = 150$ nm et la hauteur de la bande d’argent est $t = 600$ nm. (b) Profil de la structure dans le plan x - z .

sionnel métal-isolant-métal déposé sur de la silice (voir figure 1.10) est proposé par Hu et al. [41]. Une transmission avec une efficacité supérieure à 92% sur une large gamme de longueurs d’onde.

1.10 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons rappelé les équation de Maxwell qui permettent l’étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu matériel, Un aperçu sur les modes guidés (modes propres) se propageant dans les cavités rectangulaires et coaxiales. Les différentes notions et définitions de la polarisation de la lumière sont évoquées ainsi que la biréfringence présente naturellement dans les matériaux et induites. Nous avons terminé par citer des travaux théoriques et expérimentaux portant sur l’exploitation des plasmons de surface mais surtout les modes guidés pour la conception de lame d’onde. Les modes guidés seront largement exploités dans cette thèse afin d’obtenir des lames quart et demi-onde.

Le chapitre suivant sera entièrement dédié à la présentation de la méthode de simulation *FDTD*.

Chapitre 2

Principes de la méthode FDTD : cas des milieux dispersifs

2.1 Introduction

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est l'une des méthodes temporelles les plus couramment utilisées pour la modélisation de la propagation et de la diffraction des ondes électromagnétiques. Cette méthode ne nécessite aucune hypothèse de départ sur la forme possible des solutions ou des ondes se propageant dans la structure, ce qui la rend indépendante de la géométrie du système à modéliser. Un autre avantage est qu'une seule simulation est requise pour connaître la réponse spectrale du système et cela est obtenue par une simple transformée de Fourier. La FDTD a émergé des travaux pionniers de Yee [62] en 1966. Cette méthode numérique simple à mettre en œuvre permet de résoudre divers types de problèmes en électromagnétique, elle convient aussi bien aux structures finies qu'aux structures infiniment périodiques. Dans l'approche FDTD, l'espace et le temps sont discrétisés en une grille régulière ainsi les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} sont déterminés à différentes positions et à différents instants via les équations de Maxwell [63-66].

2.2 Principe de la méthode

La méthode *FDTD* permet de résoudre numériquement les deux équations de Maxwell (Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère), et cela par une double discrétisation de l'espace et du temps suivant le schéma de Yee. On rappelle que ces équations, en l'absence de charges libres, s'écrivent :

$$\overrightarrow{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

En faisant la projection de ces équations sur les axes (x, y, z) , on obtient les équations suivantes :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \quad (2.3a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right] \quad (2.3b)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right] \quad (2.3c)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right] \quad (2.3d)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \quad (2.3e)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \quad (2.3f)$$

2.2.1 Discrétisation aux différences finies centrées

Les coordonnées de l'espace et du temps s'écrivent en fonction d'indices entiers i, j, k et n :

$$x_i = i\Delta x \quad (2.4a)$$

$$y_j = j\Delta y \quad (2.4b)$$

$$k_k = k\Delta z \quad (2.4c)$$

$$t = n\Delta t \quad (2.4d)$$

$\Delta x, \Delta y$ et Δz sont les pas spatiaux suivant x, y et z respectivement, et Δt le pas temporel.

Les dérivées spatiales et temporelles des composantes du champ électromagnétique $(H_x, H_y, H_z, E_x, E_y, E_z)$ sont approximées à partir de leur développement de Taylor avec une erreur du deuxième ordre. On désigne par f une de ces composantes, qui s'écrit :

$$f(x_i, y_j, z_k, t) = f_{i,j,k}^n \quad (2.5)$$

La dérivée spatiale suivant x (ou bien y, z) de f approximée avec une différence finie centrée est donnée comme suit :

$$\frac{\partial f_{i,j,k}^n}{\partial x} = \frac{f_{i+\frac{1}{2},j,k}^n - f_{i-\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta x} + o([\Delta x]^2) \quad (2.6)$$

De même pour la dérivée temporelle :

$$\frac{\partial f_{i,j,k}^n}{\partial t} = \frac{f_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} - f_{i,j,k}^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} + o([\Delta t]^2) \quad (2.7)$$

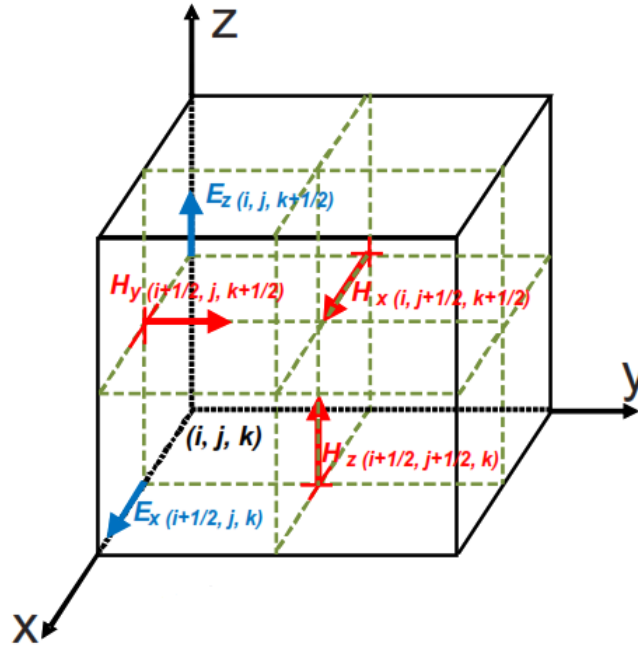


FIGURE 2.1 – Cellule de Yee : discrétisation spatiale à 3 dimensions des champs électrique et magnétique.

2.2.2 Algorithme de Yee

L'algorithme de Yee utilise la discrétisation montrée plus haut pour résoudre le système d'équations 2.3. Le calcul des composantes électriques et magnétiques se fait en des points bien particuliers, les composantes électriques se calculent aux milieux des arêtes et les composantes magnétiques se calculent aux milieux des faces du schéma de Yee (Figure 2.1). Chaque composante du champ magnétique est entourée par quatre composantes du champ électrique et de la même manière chaque composante du champ électrique est entourée par quatre composantes du champ

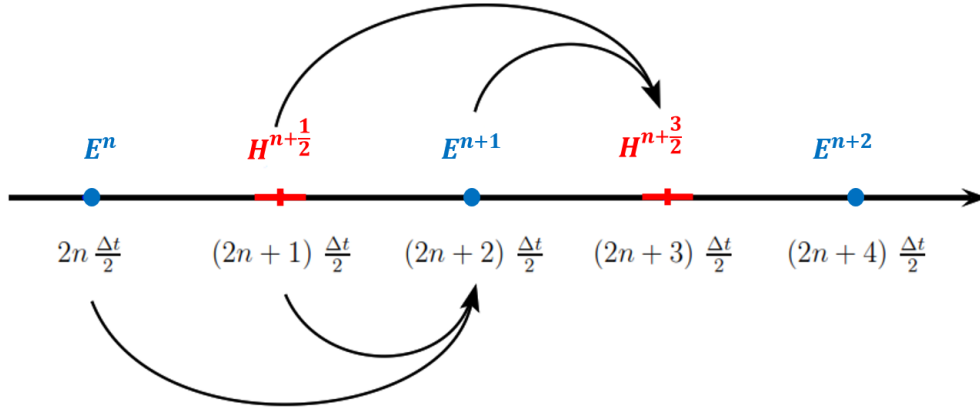


FIGURE 2.2 – Discrétisation temporelle "saute-mouton" selon le schéma de Yee.

magnétique.

Un schéma de discrétisation appelé "saute-mouton" (Figure 2.2) est utilisé pour calculer l'évolution temporelle des composantes électromagnétiques. Ainsi et selon ce schéma, les composantes électriques sont calculées aux instants $n\Delta t$, et les composantes magnétiques sont calculées aux instants $(n + \frac{1}{2})\Delta t$ donc décalées d'un demi-pas temporel.

Les dérivées partielles dans les équations 2.3 sont remplacées par les différences finies centrées selon les équations 2.6 et 2.7 conformément au schéma Yee, cela conduit aux équations actualisées des composantes électromagnétiques dans l'algorithme FDTD :

$$H_{x(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})}^{n+\frac{1}{2}} = H_{x(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_{y(i,j+\frac{1}{2},k+1)}^n - E_{y(i,j+\frac{1}{2},k)}^n}{\Delta z} - \frac{E_{z(i,j+1,k+\frac{1}{2})}^n - E_{z(i,j,k+\frac{1}{2})}^n}{\Delta y} \right] \quad (2.8)$$

$$H_{y(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2})}^{n+\frac{1}{2}} = H_{y(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2})}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_{z(i+1,j,k+\frac{1}{2})}^n - E_{z(i,j,k+\frac{1}{2})}^n}{\Delta x} - \frac{E_{x(i+\frac{1}{2},j,k+1)}^n - E_{x(i+\frac{1}{2},j,k)}^n}{\Delta z} \right] \quad (2.9)$$

$$H_{z(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k)}^{n+\frac{1}{2}} = H_{z(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k)}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_{x(i+\frac{1}{2},j+1,k)}^n - E_{x(i+\frac{1}{2},j,k)}^n}{\Delta y} - \frac{E_{y(i+1,j+\frac{1}{2},k)}^n - E_{y(i,j+\frac{1}{2},k)}^n}{\Delta x} \right] \quad (2.10)$$

$$E_{x(i+\frac{1}{2},j,k)}^{n+1} = E_{x(i+\frac{1}{2},j,k)}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_{z(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k)}^n - H_{z(i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k)}^n}{\Delta y} + \frac{H_{y(i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2})}^n - H_{y(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2})}^n}{\Delta z} \right] \quad (2.11)$$

$$E_{y(i,j+\frac{1}{2},k)}^{n+1} = E_{y(i,j+\frac{1}{2},k)}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_{x(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})}^n - H_{x(i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2})}^n}{\Delta z} + \frac{H_{z(i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k)}^n - H_{z(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k)}^n}{\Delta x} \right] \quad (2.12)$$

$$E_{z(i,j,k+\frac{1}{2})}^{n+1} = E_{z(i,j,k+\frac{1}{2})}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_{y(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2})}^n - H_{y(i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2})}^n}{\Delta x} + \frac{H_{x(i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})}^n - H_{x(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})}^n}{\Delta y} \right] \quad (2.13)$$

2.2.3 Critères de convergence spatio-temporels

L'algorithme de Yee étant un schéma explicite, il est donc soumis à un critère de stabilité afin de garantir la convergence des résultats. La discrétisation spatio-temporelle adoptée doit satisfaire une condition de stabilité appelée « critère de Courant-Friedrich-Levy » [67], donnée par :

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{max} \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (2.14)$$

v_{max} est la vitesse maximale de propagation dans le milieu étudié, en général c'est la vitesse de la lumière dans le vide.

En outre, le passage des équations de Maxwell du cas continu au cas discret peut entraîner des dispersions numériques, induisant des erreurs de phase, la distorsion du signal, l'élargissement de l'impulsion ...

Pour régler ce problème, il suffit de mailler très fin dans la grille *FDTD*. Ceci se traduit par le critère suivant à satisfaire :

$$\max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \leq \frac{\lambda_{min}}{20} \quad (2.15)$$

Où λ_{min} est la longueur d'onde minimale des ondes se propageant dans la grille *FDTD*.

2.2.4 Conditions aux limites : PML et CLP

Le domaine de calcul *FDTD* ne peut être pris infiniment grand, à cause de la limitation en ressource informatique et en temps de calcul, il s'avère donc nécessaire de le tronquer. Aux bords de ce domaine tronqué, les composantes du champ ne peuvent plus être évaluées directement via les équations 2.8-2.13 discrétisées en raison de la réflexion possible des ondes électromagnétiques arrivant sur ces frontières fictives, aboutissant ainsi à des résultats erronés. Pour contourner cette difficulté, un traitement aux frontières est nécessaire. Pour simuler un espace ouvert nous avons eu recours à la technique de couches parfaitement adaptées (PML), cette technique très utilisée a été proposée par Berenger [68]. Elle est basée sur la mise en place d'une couche artificielle absorbante autour du domaine spatial étudié. Elle repose sur le principe d'adaptation d'impédance et a pour but d'absorber sans réflexion les ondes électromagnétiques la traversant (Figure 2.3).

La condition d'adaptation d'impédance entre deux milieux de même indice dont l'un est absorbant (avec une conductivité électrique σ^e et magnétique σ^m non nulles), s'exprime comme suit :

$$\frac{\sigma^e}{\varepsilon} = \frac{\sigma^m}{\mu_0} \quad (2.16)$$

La discontinuité induite par la discrétisation spatiale peut engendrer des réflexions parasites. Pour minimiser ces réflexions, on impose une variation progressive de l'absorption suivant une loi polynomiale dans la couche *PML* donnée par [68] :

$$\sigma = \sigma_{max} \left(\frac{x_{pml}}{e} \right)^m \quad (2.17)$$

σ_{max} est la valeur maximale de la conductivité, x_{pml} indique la profondeur dans le milieu *PML* mesurée à partir de l'interface, e représente l'épaisseur de la couche

PML et m dénote le degré de la loi polynomiale qui est généralement égal à 2.

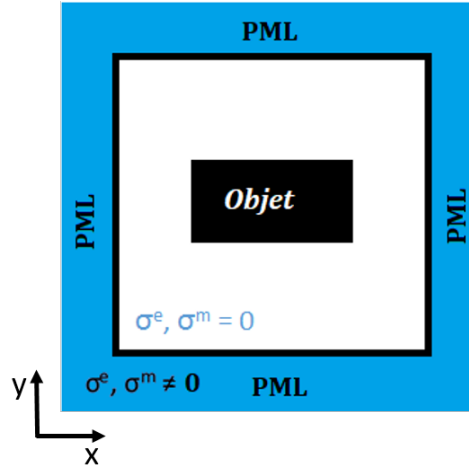


FIGURE 2.3 – Conditions absorbantes PML suivant les deux directions x et y de la fenêtre FDTD.

Dans le cas d'un espace infiniment périodique on fait appel aux conditions aux limites périodiques (CLP) issues directement du théorème de Floquet Bloch [69], ces conditions de périodicité sont générales et peuvent être employées à toute structure périodique, leurs expressions dépendent du réseau de Bravais. On ne prend en considération qu'une seule maille élémentaire (comme montré sur la figure 2.4), ces conditions sont appliquées aux champs électriques et magnétiques. Dans le cas d'un réseau rectangle les CLP s'écrivent comme suit :

$$\vec{E}(x = 0, y, z, t) = \vec{E}(x = a, y, z, t) \exp(-ik_x a) \quad (2.18)$$

$$\vec{E}(x, y = 0, z, t) = \vec{E}(x, y = b, z, t) \exp(-ik_y b) \quad (2.19)$$

$$\vec{H}(x = a, y, z, t) = \vec{H}(x = 0, y, z, t) \exp(ik_x a) \quad (2.20)$$

$$\vec{H}(x, y = b, z, t) = \vec{H}(x, y = 0, z, t) \exp(ik_y b) \quad (2.21)$$

2.3 Les milieux dispersifs dans la FDTD

Une étude concise se traduisant par la reproduction parfaite ou presque d'une expérience réelle implique la bonne définition du matériau (les propriétés diélectriques) à étudier outre la bonne description de la forme géométrique. Les métaux sont des milieux dispersifs dans la gamme optique, ils sont caractérisés par une permittivité complexe dépendant de la fréquence. Le calcul direct des composantes du champ

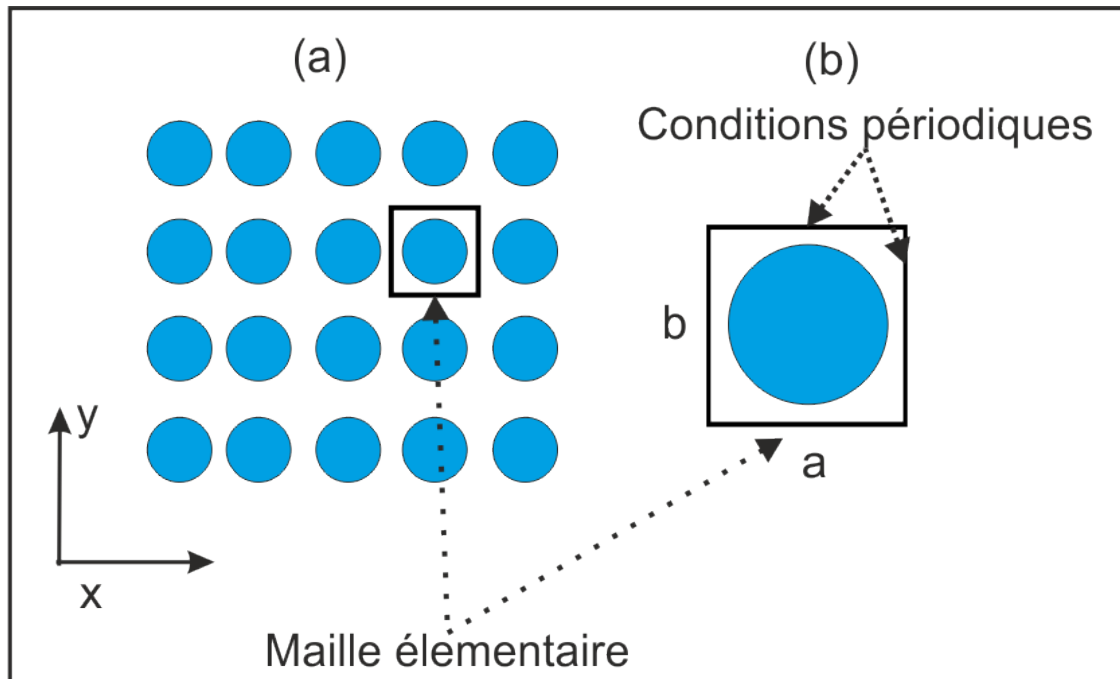


FIGURE 2.4 – (a) réseau bi-périodiques de cercle, (b) fenêtre de calcul *FDTD*.

électrique et magnétique par le système d'équations 2.8-2.13 n'est pas possible car la méthode FDTD est temporelle. Pour passer outre ce problème, il est nécessaire de calculer d'abord le vecteur déplacement électrique \vec{D} ensuite remonter aux composantes du champ électrique via l'équation constitutive du milieu 1.8.

L'expression analytique de la permittivité diélectrique peut-être décrite par les modèles de Drude [54, 70], Drude Lorentz [71, 72], Drude à deux points critiques [73-75] ou modèle de Drude Lorentz généralisé [76]. On fait souvent appel à la méthode ADE (pour : Auxiliary Differential Equation) pour leur intégration [75].

2.3.1 Modèle de Drude

Le modèle de Drude [54, 70] prend en compte uniquement la contribution des électrons de conduction (transitions intrabandes). L'expression analytique de la fonction diélectrique est décrite par :

$$\varepsilon_D(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma_D)} \quad (2.22)$$

Où $\omega_p = \left(\frac{n_e e^2}{m \varepsilon_0}\right)^{1/2}$ est la fréquence plasma des électrons de charge e , de masse m et de densité n_e .

Il est cependant à noter que l'optimisation de ce modèle avec les valeurs expérimentales pour l'or et l'argent par exemple donne des valeurs différentes pour ω_p , ce qui

sous-entend que la masse de l'électron qui intervient dans la formule est plutôt sa masse effective.

ε_∞ représente la permittivité relative du métal à des fréquences très élevées.

Et γ_D est une constante d'amortissement caractéristique de l'ensemble des processus de collision subis par l'électron lors de son déplacement.

2.3.2 Modèle de Drude Lorentz

Modèle de Drude Lorentz [71, 72] tient compte de la contribution des électrons de conduction (transitions intrabandes) et des électrons de valence (transitions interbandes). Il décrit généralement la fonction diélectrique des métaux nobles tels que l'or et l'argent. Son expression est donnée par :

$$\varepsilon_{DL}(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma_D)} - \frac{\Delta\varepsilon\Omega_L^2}{(\omega^2 - \Omega_L^2) + i\omega\Gamma_L} \quad (2.23)$$

Où Ω_L et Γ_L désignent, respectivement, la force de l'oscillateur et la largeur spectrale des oscillateurs de Lorentz et $\Delta\varepsilon$ un facteur de pondération.

Dans certaines situations nous sommes amenés à utiliser plusieurs lorentziennes pour approcher au mieux les valeurs expérimentales.

2.3.3 Modèle de Drude à deux points critiques

Le modèle de Drude à deux points critiques [73-75] est très approprié pour la description, dans la gamme optique, des propriétés optiques des métaux comme l'or dont la structure de bande est assez complexe. L'expression analytique de la permittivité du modèle est donnée ci-dessous :

$$\varepsilon_{DCP}(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma_D)} + \sum_{p=1}^{p=2} G_p(\omega) \quad (2.24)$$

$$\text{Où } G_p(\omega) = A_p\Omega_p \left(\frac{e^{i\phi_p}}{\Omega_p - \omega - i\Gamma_p} + \frac{e^{-i\phi_p}}{\Omega_p + \omega + i\Gamma_p} \right)$$

Les deux premiers termes de l'équation 2.24 représentent la contribution de Drude. La somme dans l'équation 2.24 représentent la contribution des transitions inter-bandes où A_p est l'amplitude, Ω_p l'énergie du gap, ϕ_p la phase et Γ_p l'élargissement.

2.4 Intégration du modèle de Drude Lorentz généralisé à la FDTD

L'expression du modèle de Drude Lorentz généralisé (DLG) qui est un nouveau modèle optimisé par Sehmi et al. [76], décrit assez bien les propriétés des métaux nobles (or, argent et cuivre). La fonction diélectrique $\varepsilon(\omega)$ s'écrit comme suit :

$$\varepsilon_{DLG}(\omega) = \varepsilon_D(\omega) + \sum_{k=1}^L \left(\frac{i\sigma_k}{\omega - \Omega_k} + \frac{i\sigma_k^*}{\omega + \Omega_k^*} \right) \quad (2.25)$$

Avec :

$$\varepsilon_D = \varepsilon_\infty - \frac{\gamma\sigma}{\omega(\omega + i\gamma)}$$

Où L est le nombre de paires de pôle de Lorentz généralement pris à 3 ou 4. Les conductivités généralisées $\sigma_k = \sigma'_k + i\sigma''_k$ sont complexes. σ'_k et σ''_k désignent respectivement la partie réelle et imaginaire de la conductivité σ_k . σ_k^* représente le conjugué de σ_k . σ contenu dans ε_D est réelle.

Comme nous l'avons mentionné auparavant, dans la gamme optique la permittivité diélectrique dépend de la fréquence $\varepsilon(\omega)$. La mise à jour des composantes électriques et magnétiques (équations 2.3) dans les milieux dispersifs n'est pas possible car la méthode FDTD est temporelle. Donc, on introduit le vecteur déplacement électrique qui s'écrit comme suit :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_{DLG} \vec{E} \quad (2.26)$$

Dans notre cas \vec{D} s'écrit comme la somme de quatre vecteurs déplacements électriques correspondant à la contribution de Drude et de trois Lorentziennes :

$$\vec{D} = \vec{D}_D + \sum_{L=1}^3 \vec{D}_L \quad (2.27)$$

Avec :

$$\vec{D}_D = \varepsilon_0 \left[\varepsilon_\infty - \frac{\gamma\sigma}{\omega(\omega + i\gamma)} \right] \vec{E} \quad (2.28a)$$

$$\vec{D}_L = \varepsilon_0 \left[\frac{i\sigma_L}{\omega - \Omega_L} + \frac{i\sigma_L^*}{\omega + \Omega_L^*} \right] \vec{E} \quad (2.28b)$$

avec $L=1,2,3$.

Nous donnons l'équation de la mise à jour de la composante D_x du vecteur déplacement électrique calculée via les équations de Maxwell et discrétisées aux

différences finies centrées :

$$D_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j, k) = D_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k) + \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[H_z^n(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^n(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k) \right] + \frac{\Delta t}{\Delta z} \left[H_y^n(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}) - H_y^n(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) \right] \quad (2.29)$$

La composante électrique E_x (de mêmes pour les autres composantes électriques) sera ensuite déduite de la relation constitutive du milieu (2.26) à laquelle nous appliquerons une transformée de Fourier inverse pour passer au domaine temporel, les équations obtenues s'écrivent comme suit :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial}{\partial t} \right) \vec{D}_D = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\sigma \gamma}{\varepsilon_0} \right) \vec{E} \quad (2.30)$$

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Omega_L'' \frac{\partial}{\partial t} - \Omega_L' + \Omega_L'' \right) \vec{D}_L = \varepsilon_0 \left(-2\sigma_L' \frac{\partial}{\partial t} + 2\sigma_L' \Omega_L'' - 2\sigma_L'' \Omega_L' \right) \vec{E} \quad (2.31)$$

Avec $L=1,2,3$.

L'équation de mise à jour de la composante du champ électrique E_x , après discrétisation aux différences finies centrées des équations 2.30 et 2.31 est donné par :

$$E_x^{n+1} = \frac{1}{\left(\frac{C_D}{A_D} + \sum_{L=1}^3 \frac{C_L}{A_L} \right)} \left[D_x^{n+1} + \frac{B_D}{A_D} D_{D_x}^{n-1} - \frac{4}{A_D} D_{D_x}^n + \sum_{L=1}^3 \frac{B_L}{A_L} D_{L_x}^{n-1} - \sum_{L=1}^3 \frac{4}{A_L} D_{L_x}^n + \frac{4\varepsilon_0 \varepsilon_\infty}{A_D} E_x^n - \left(\frac{D_D}{A_D} + \sum_{L=1}^3 \frac{D_L}{A_L} \right) E_x^{n-1} \right] \quad (2.32)$$

Avec :

$$\begin{aligned}
A_D &= 2 + \gamma\Delta t \\
B_D &= 2 - \gamma\Delta t \\
C_D &= \varepsilon_0 (2\varepsilon_\infty + \varepsilon_\infty\gamma\Delta t + \gamma\sigma\Delta t^2) \\
D_D &= \varepsilon_0 (2\varepsilon_\infty - \varepsilon_\infty\gamma\Delta t + \gamma\sigma\Delta t^2) \\
A_L &= 2 - 2\Omega_L''\Delta t + \alpha\Delta t^2 \\
B_L &= 2 + 2\Omega_L''\Delta t + \alpha\Delta t^2 \\
C_L &= 2\varepsilon_0\sigma_L'\Delta t - \beta\Delta t^2 \\
D_L &= -2\varepsilon_0\sigma_L'\Delta t - \beta\Delta t^2 \\
\alpha &= \Omega_L'^2 + \Omega_L''^2 \\
\beta &= 2\varepsilon_0 (\sigma_L'\Omega_L'' - \sigma_L''\Omega_L')
\end{aligned}$$

Les expressions de D_{D_x} et D_{L_x} intervenant dans l'équation 2.32 sont exprimées comme suit :

$$D_{D_x}^{n+1} = \frac{1}{A_D} + [4D_{D_x}^n - B_D D_{D_x}^{n-1} + C_D E_x^{n+1} - 4\varepsilon_0\varepsilon_\infty E^n + D_D E_x^{n-1}] \quad (2.33)$$

$$D_{L_x}^{n+1} = \frac{1}{A_L} + [4D_{L_x}^n - B_L D_{L_x}^{n-1} + C_L E_x^{n+1} + D_L E_x^{n-1}] \quad (2.34)$$

Notons que le calcul des deux autres composantes du champ électrique E_x et E_y se fait de la même manière.

Nous représentons sur la figure 2.5 les parties réelle et imaginaire calculées avec le modèle de Drude Lorentz généralisé (ligne rouge) et le modèle de Drude à deux points critiques (ligne verte). L'accord entre les valeurs expérimentales de Johnson et Christy [77] (motif plus en noir) et celles décrites par les modèles DLG et DCP est assez bon pour l'ensemble du spectre. Une meilleure description de la réponse diélectrique est obtenue avec le modèle DLG notamment sa partie imaginaire (entre 200-450 nm et 580-800nm).

Sur la figure 2.6, la partie imaginaire de la fonction diélectrique des valeurs expérimentales de l'argent est mieux décrite avec le modèle de DLG.

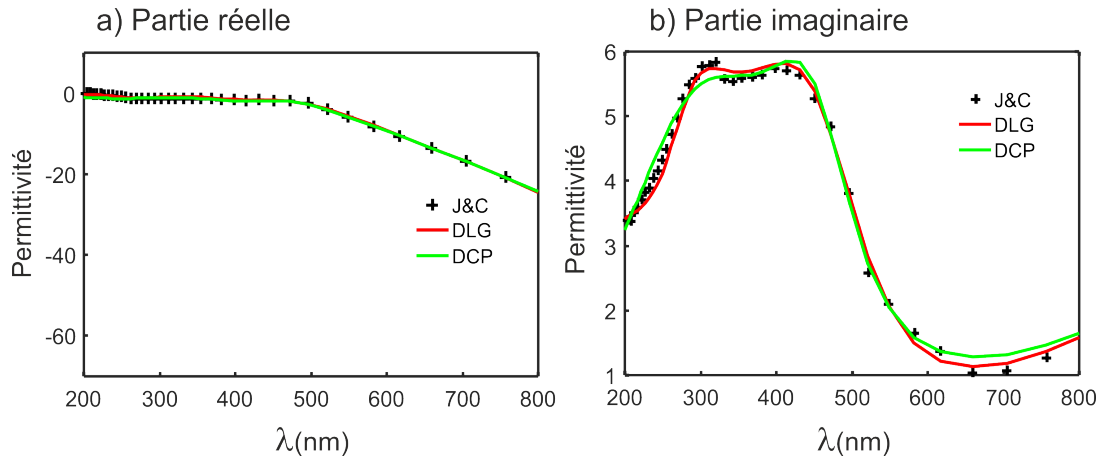


FIGURE 2.5 – Fonction diélectrique de l’or tabulée [77] et comparaison avec le modèle DLG (courbe rouge) et DCP (courbe verte). a) Partie réelle et b) Partie imaginaire.

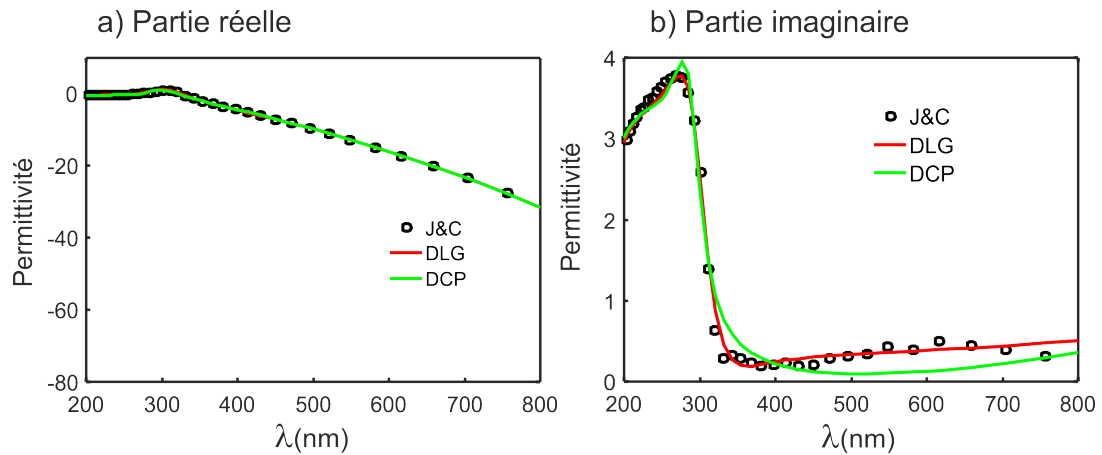


FIGURE 2.6 – Fonction diélectrique de l’argent tabulée [77] et comparaison avec le modèle DLG (courbe rouge) et DCP (courbe verte). a) Partie réelle et b) Partie imaginaire.

Les paramètres optimisés de l’or et l’argent dans la gamme optique 200-800 nm [76], sont donnés dans le tableau 2.1.

2.4.1 Tests de validation

Le code FDTD obtenu a été soumis à des tests de validation dans le cas de l’or et de l’argent.

Nous avons considéré en premier lieu une couche d’or de 30 nm d’épaisseur entourée d’air. Sur la figure 2.7 a), nous avons comparés les résultats de transmission obtenus par FDTD et par calculs analytiques sur la gamme 200-800 nm. Un très bon accord est observé. L’erreur relative calculée selon la relation $|T_{FDTD} - T_{analytique}|/T_{analytique}$ est inférieure à 0.5% dans la gamme 200-800 nm ce qui confirme la validité de notre code FDTD (voir figure 2.7 b)).

	Or	Argent
ε_∞	2.0	2.0
$\gamma(rad.s^{-1})$	1.169×10^{14}	1.913×10^{13}
$\sigma(rad.s^{-1})$	1.497×10^{19}	1.022×10^{19}
$\Omega'_1(rad.s^{-1})$	3.868×10^{15}	6.222×10^{15}
$\Omega''_1(rad.s^{-1})$	-8.598×10^{14}	-6.891×10^{14}
$\sigma'_1(rad.s^{-1})$	3.491×10^{15}	2.086×10^{15}
$\sigma''_1(rad.s^{-1})$	1.526×10^{15}	4.196×10^{14}
$\Omega'_2(rad.s^{-1})$	6.549×10^{15}	9.305×10^{15}
$\Omega''_2(rad.s^{-1})$	-1.365×10^{15}	-3.187×10^{15}
$\sigma'_2(rad.s^{-1})$	-1.884×10^{15}	-2.253×10^{15}
$\sigma''_2(rad.s^{-1})$	2.746×10^{15}	6.484×10^{15}
$\Omega'_3(rad.s^{-1})$	9.378×10^{15}	4.019×10^{15}
$\Omega''_3(rad.s^{-1})$	-4.427×10^{15}	-1.070×10^{16}
$\sigma'_3(rad.s^{-1})$	1.259×10^{14}	3.543×10^{14}
$\sigma''_3(rad.s^{-1})$	1.289×10^{16}	8.057×10^{15}

TABLE 2.1 – Paramètres optimisés du modèle DLG pour l’or et l’argent dans la gamme optique 200-800 nm [76].

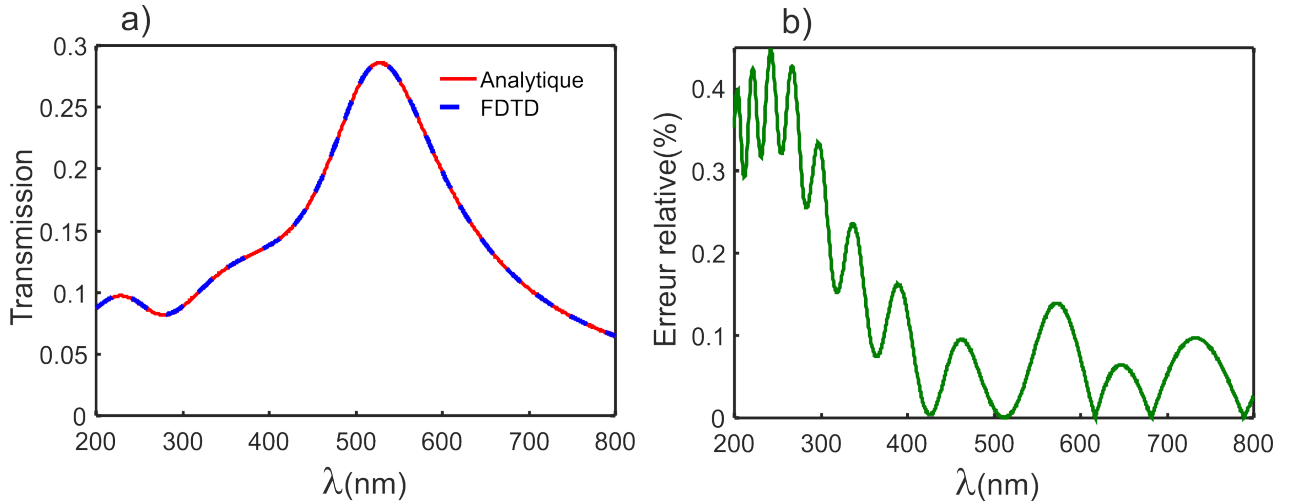


FIGURE 2.7 – Spectre de transmission pour une couche d’or de 30nm éclairée en incidence normal. a) comparaison entre les résultats analytiques et les calculs FDTD et b) erreur relative correspondante.

Le même calcul est refait, en substituant l’or par l’argent. Comme le montre la figure 2.6 les deux spectres de transmission (FDTD et analytique) sont en très bon accord. L’erreur relative n’excède pas les 0.5% dans la gamme 200-800 nm. Ces résultats certifient la validité du code.

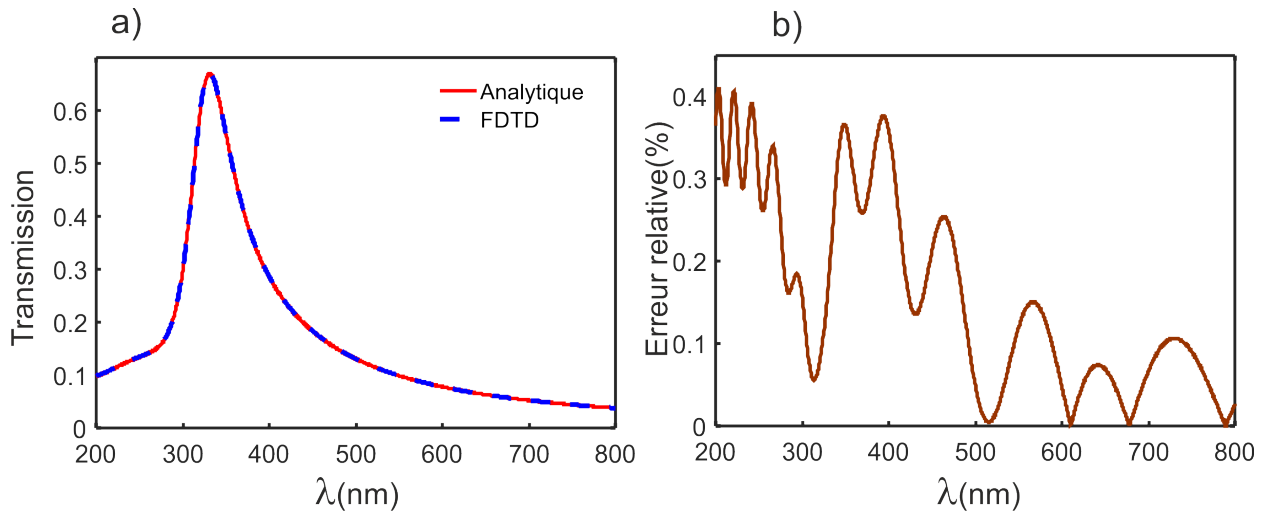


FIGURE 2.8 – Spectre de transmission pour une couche d’argent de 30nm éclairée en incidence normale. a) comparaison entre les résultats analytiques et les calculs FDTD et b) erreur relative correspondante.

2.5 Conclusion

La méthode des différences finies dans le domaine temporel est une technique de modélisation numérique puissante permettant de simuler des objets à géométries complexes périodiques et apériodiques. Dans ce chapitre sont énoncé les principes de base nécessaire à la compréhension de la méthode FDTD, à savoir les équations de Maxwell discrétisées selon le schéma de Yee, les critères de convergence et les conditions aux limites (*PML* et *CLP*). Les milieux de nature dispersifs sont pris en compte via des modèles de dispersions analytiques qui sont intégrés dans les codes *FDTD* par la méthode *ADE*. Nous avons intégré un nouveau modèle de dispersion (modèle de Drude Lorentz généralisé) à nos codes FDTD maisons. Ce nouveau modèle apporte une amélioration substantielle quant à la description de la dispersion des métaux nobles (or et argent) dans la gamme du visible proche ultraviolet (200-800 nm).

Chapitre 3

Transmission exaltée à travers des réseaux d'ouverture sub-longueurs d'onde

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous proposons de réaliser une étude paramétrique pour trois différentes configurations (ouvertures rectangulaires, coaxiales inclinées et coaxiales en forme de 'C'). La transmission exaltée ainsi que le positionnement spectral des modes mis en jeu sont fortement liés aux formes géométriques et à leurs paramètres. Ainsi l'influence des paramètres géométriques (diamètre intérieur et extérieur des ouvertures coaxiales, épaisseur du film métallique, longueur des ouvertures rectangulaires, etc.) et de la nature du métal est étudiée. L'objectif est de cerner le comportement de la lumière les traversant et ainsi optimiser leur configuration de façon à obtenir une transmission efficace pour la conception de lames à retard dans la gamme optique (voir chapitre suivant).

Nous présenterons d'abord les propriétés des trois différentes ouvertures qui agissent comme des guides d'onde. Puis, on présentera les simulations numériques basées sur un code 3D-FDTD fait maison.

3.2 Propriétés des ouvertures rectangulaires

La figure 3.1 montre une structure composée d'un réseau 2D sub-longueur d'onde à ouvertures rectangulaires (RAA pour Rectangular Aperture Array) gravée dans un film métallique opaque de période P_x suivant l'axe des x et P_y suivant l'axe des y . Les ouvertures sont de longueur L , de largeur w et d'épaisseur H .

Lorsque la structure (voir figure 3.1) est éclairée par une onde électromagnétique, les ouvertures se comportent comme des guides d'ondes permettant l'excitation et la propagation de modes guidés le long de l'épaisseur du métal sous certaines conditions (détaillées dans la section 1.4 du chapitre 1). Pour une ouverture rectangulaire de longueur L et de largeur W ($w < L/2$), le mode fondamental guidé est le TE_{10} . Sa longueur d'onde de coupure, dans le cas d'un conducteur parfait, est égale à deux fois la longueur de sa section rectangulaire ($\lambda_{m=0} = 2 \times L$). Dans le cas du métal avec absorption (métal réel), la valeur de la longueur d'onde de coupure augmente en même temps que sa longueur effective en raison de la faible, mais non négligeable, pénétration du champ électromagnétique à l'intérieur du métal. Lorsque l'épaisseur du film métallique augmente, d'autres pics de transmission apparaissent dans le spectre (harmoniques de Fabry-Perot (FP)) vérifiant une condition d'adaptation de phase selon l'équation 3.1 donnée ci-dessous [15] :

$$\lambda_{m>0} \cong \frac{2Hm}{\sqrt{1 + \left(\frac{H}{L}\right)^2}} \quad (3.1)$$

Où H est l'épaisseur de la couche métallique, L la longueur du rectangle et m un nombre entier > 0 .

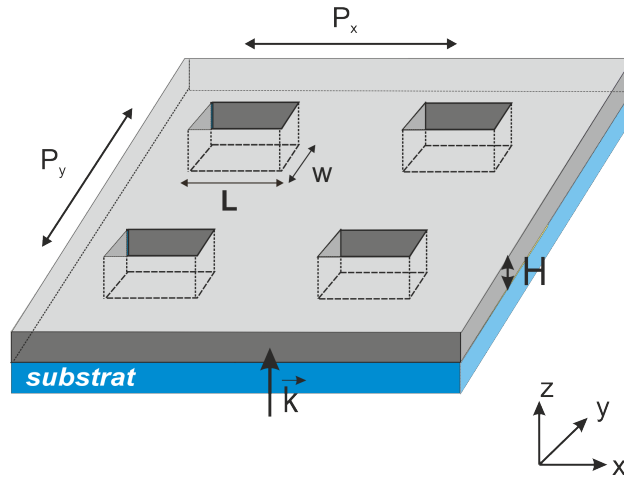


FIGURE 3.1 – Réseau d'ouverture rectangulaire (*RAA*). Les paramètres géométriques sont : $P_x = P_y = 250$ nm, $L = 200$ nm, $w = 60$ nm et $H = 130$ nm. La structure est déposée sur un substrat.

3.2.1 Excitation du mode fondamental

Dans cette partie, l'effet de la direction de polarisation sur la structure *RAA* est étudié. Deux polarisations sont considérées : la polarisation E_x , également appelée polarisation *TM*, et la polarisation E_y , également appelée polarisation *TE*.

Les spectres de transmission dans les deux cas de polarisations sont rapportés sur la figure 3.2. Sur cette figure on voit clairement la dépendance de la réponse spectrale de la structure RAA suivant la direction de polarisation. Le mode fondamental TE_{10} ne peut être excité que par la composante du champ électrique parallèle à la largeur de la section rectangulaire (w), autrement dit, l'onde électromagnétique doit être polarisée suivant la direction y (voir figure 3.1).

Afin de confirmer la nature des modes obtenus sur le spectre de transmission de

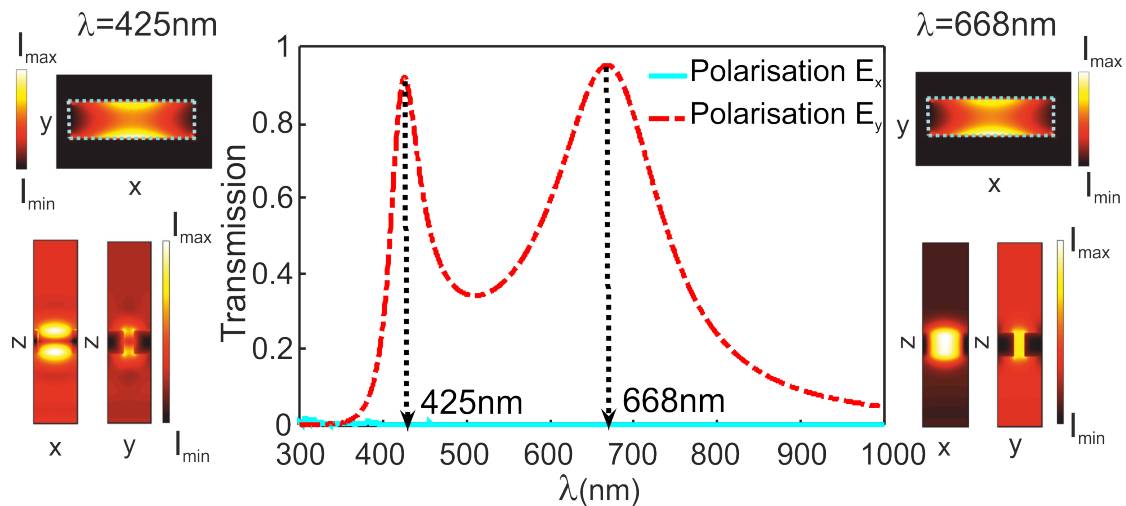


FIGURE 3.2 – Spectres de transmission à travers le réseau d’ouvertures rectangulaires lorsqu’il est successivement éclairé par une onde plane polarisée linéairement le long de l’axe x (courbe bleu turquoise en ligne continue) et y (courbe rouge en tirets), respectivement. A gauche et à droite du spectre les distributions de l’intensité électrique dans les plans xy, xz et yz aux longueurs d’onde $\lambda = 425$ nm et $\lambda = 668$ nm, respectivement. Les paramètres géométriques sont : $P_x = P_y = 250$ nm, $L = 200$ nm, $w = 60$ nm et $H = 130$ nm. La structure est suspendue dans l’air.

la figure 3.2, nous avons calculé la distribution spatiale de l’intensité du champ électrique à la longueur d’onde $\lambda = 668$ nm dans les plans xy, xz et yz respectivement (voir la figure 3.2 à droite) et à la longueur d’onde $\lambda = 425$ nm dans les plans xy, xz et yz respectivement (voir la figure 3.2 à gauche).

Comme on peut le voir, les cartographies dans le plan xy à la longueur d’onde $\lambda = 668$ nm et à $\lambda = 425$ nm présentent deux lobes correspondant au mode TE_{10} . Lorsque le mode fondamentale TE_{10} est excité à sa longueur d’onde de coupure, la phase du champ électromagnétique reste constante pendant sa propagation de sorte que les allers-retours de la lumière à l’intérieur de l’ouverture donnent lieu à un éclairage uniforme [15]. Comme on peut le voir sur les cartographies à droite dans les plans xz et yz l’éclairage est uniforme ; c’est donc bien le mode fondamental TE_{10} qui est excité à sa longueur d’onde de coupure ($m = 0$). Tandis que les cartographies à gauche montre un nœud suivant les plans xz et yz correspondant à la première

harmonique de FP ($m=1$).

3.3 Étude paramétrique de la transmission à travers le réseau d'ouverture rectangulaire *RAA*

Nous avons réalisé des simulations 3D du réseau rectangulaire en fonction de ses dimensions géométriques. Comme cela a été mentionné plus haut, la propagation du mode fondamental à travers les ouvertures rectangulaires n'est possible que dans le cas où la polarisation de la lumière est parallèle à la largeur du rectangle. La structure considérée (figure 3.1) est illuminée par une onde plane arrivant en incidence normale (le long de l'axe z) et polarisée linéairement suivant l'axe des y .

3.3.1 Effet de la nature du métal

Avant d'évaluer et d'optimiser la géométrie des cavités rectangulaires, des simulations ont été effectuées afin de connaître l'effet de la nature du métal sur la position spectrale et l'intensité des transmissions collectées à travers la structure *RAA* et ainsi désigner le matériau adéquat pour notre application (conception de lames). Deux métaux ont été considérés, à savoir l'or et l'argent. La structure *RAA* a pour dimension une longueur $L = 200$ nm, une largeur $w = 60$ nm et une épaisseur de $H = 130$ nm suspendue dans l'air. La figure 3.3 montre les spectres de transmission à travers le réseau d'ouvertures rectangulaires en argent (courbe bleue en ligne continue) et en or (courbe rouge en tirets).

Comme le montre la figure 3.3, la transmission du réseau en argent est de l'ordre de 90% surpassant largement celle de l'or qui se situe autour de 40%. Cette chute drastique est due aux grandes pertes dans la gamme optique en raison notamment de la partie imaginaire de la constante diélectrique de l'or qui est beaucoup plus importante que celle de l'argent ($\varepsilon''_{Au} > \varepsilon''_{Ag}$). La pénétration du champ électromagnétique à l'intérieur de l'or est plus importante que dans le cas de l'argent, induisant ainsi l'augmentation de la longueur effective de l'espace inter-conducteur se qui se traduit par le déplacement des modes vers les grandes longueurs d'onde (cas de l'or).

3.3.2 Effet du substrat

Pour une meilleure reproduction des conditions expérimentales, il est nécessaire de déposer la structure sur un substrat. A cet effet, nous avons fait varier l'indice du substrat en considérant en premier lieu l'air comme référence ($n = 1$), le verre

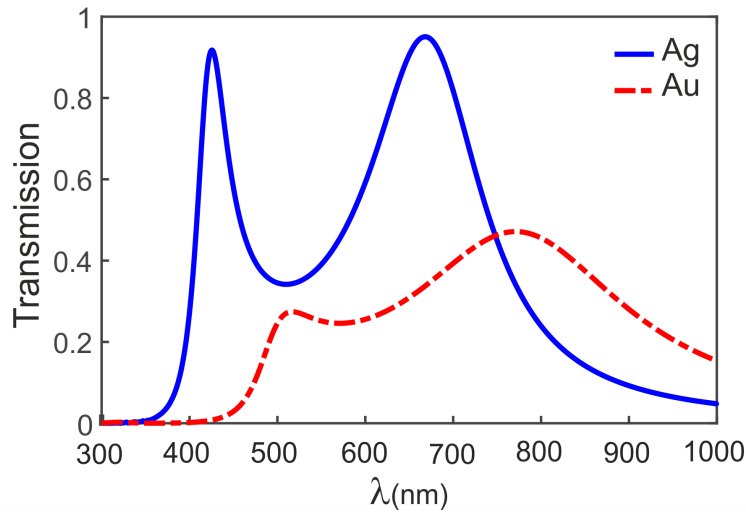


FIGURE 3.3 – Spectres de transmission dans le cas de l’argent (courbe bleue en ligne continue) et de l’or (courbe rouge en tirets points). Autres paramètres : $P_x = P_y = 250$ nm, $L = 200$ nm, $w = 60$ nm et $H = 130$ nm et cette structure est suspendue dans l’air.

($n = 1.5$) et le niobate de lithium ($n = 2.26$). Les résultats obtenus sont rapportés sur la figure 3.4.

La figure 3.4 montre la réponse spectrale de la structure *RAA* gravée dans l’argent. Les paramètres géométriques sont comme suit : $P = 250$ nm, $L = 200$ nm, $w = 60$ nm et $H = 130$ nm. On constate que la présence du substrat fait décaler les modes vers les grandes longueurs d’onde d’autant plus que l’indice de réfraction du substrat est relativement élevé (verre ($n = 1.5$) et le niobate de lithium ($n = 2.26$)) par rapport à l’air ($n=1$).

Désormais, la suite du travail sera réalisé avec le métal en argent en raison de ses propriétés de résonance extraordinaire et aussi un substrat en verre qui répond mieux à nos besoins (une bonne transmission) dans la gamme optique.

3.3.3 Effet de l’épaisseur du métal H

La figure 3.5 montre la réponse spectrale en transmission de la structure *RAA* pour différentes épaisseurs de la couche métallique H . Les autres paramètres étant maintenus fixe : $P = 250$ nm, $w = 60$ nm et $L = 200$ nm.

Les résultats montrent que le mode fondamental TE_{10} ($m = 0$) est quasiment indépendant à la variation de l’épaisseur H , tandis que la première harmonique de Fabry-Perot dépend fortement de H par le biais de la condition d’accord de phase du FP classique (Équation 3.1) qui implique explicitement H .

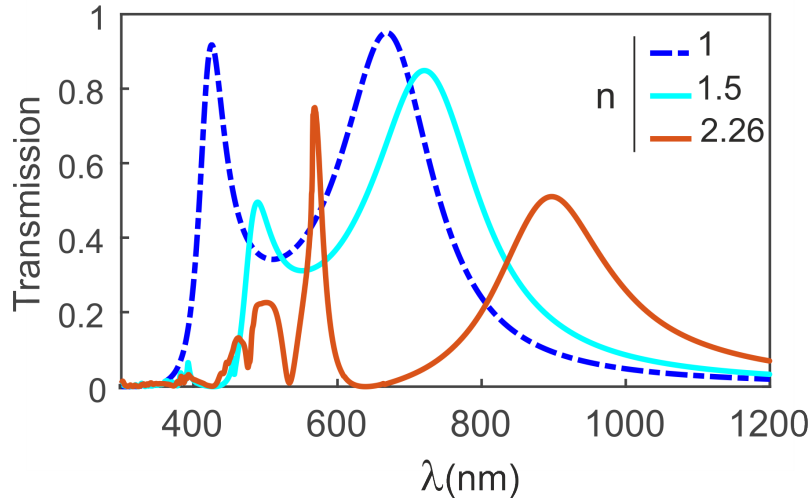


FIGURE 3.4 – Évolutions des spectres de transmission avec la variation de l'indice du substrat (n). La structure *RAA* est gravée dans une couche en Argent. Autres paramètres : $P_x = P_y = 250$ nm, $L = 200$ nm, $w = 60$ nm et $H = 130$ nm.

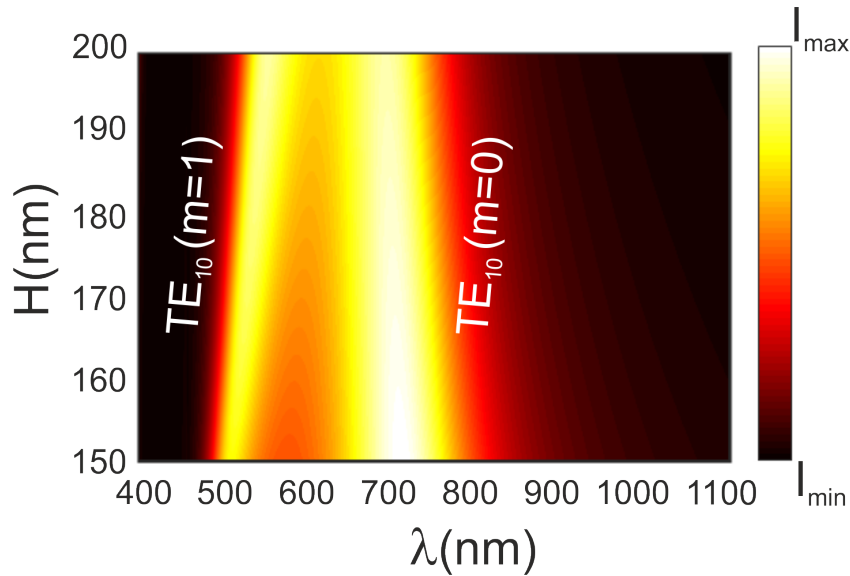


FIGURE 3.5 – Intensités transmises à travers la structure *RAA* en fonction de la longueur d'onde. L'épaisseur H variant de 100 à 200 nm, alors que les autres paramètres sont maintenus fixes : $L = 200$ nm, $w = 60$ nm, $P = 250$ nm. Le réseau est déposé sur un substrat de verre.

3.3.4 Effet de la longueur L et de la largeur w du *RAA*

Des études similaires ont été réalisées en faisant varier, tout d'abord, la longueur L (voir figure 3.6) tout en gardant $P = 250$ nm, $w = 60$ nm et $H = 130$ nm fixes, et ensuite la largeur w (voir figure 3.7) pour les valeurs fixées de $P = 250$ nm, $L = 200$ nm et $H = 130$ nm. On constate que la longueur d'onde du mode TE_{10} se déplace vers les grandes longueurs d'onde lorsque L augmente et ce conformément à

l'équation 1.30. Par contre, cette longueur d'onde de coupure se décale vers le rouge à mesure que la largeur w du rectangle diminue. Ce décalage est dû au couplage plasmonique qui est d'autant plus important lorsque les deux interfaces de la cavité sont très proches [78-80]. De plus et c'est important de le souligner, le positionnement spectral de la première harmonique de Fabry-Perot est faiblement sensible aux deux paramètres évoqués (L et w). Les résultats des figures 3.6 et 3.7 peuvent être exploités pour fixer la géométrie du rectangle en fonction de la longueur d'onde de fonctionnement désirée.

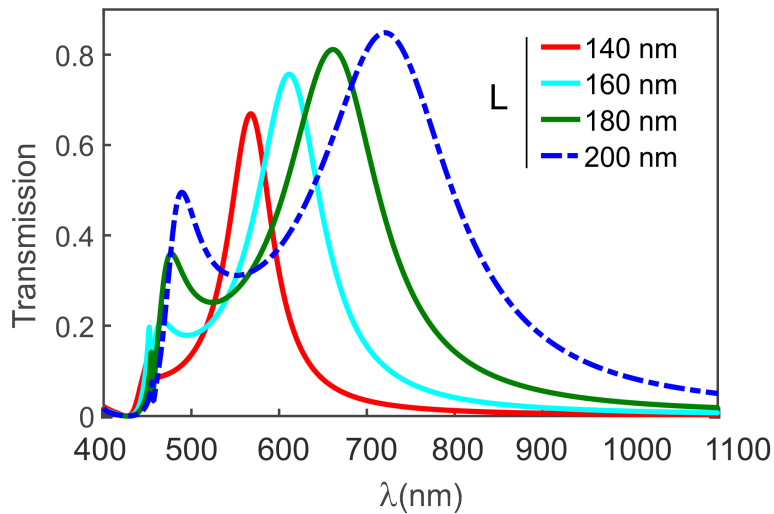


FIGURE 3.6 – Évolutions des spectres de transmission avec la variation de la longueur L de l'ouverture rectangulaire ($L = 140, 160, 180$ et 200 nm), la largeur est fixée à $w = 60$ nm la période suivant x et y est $P = 250$ nm et l'épaisseur $H = 130$ nm. Le réseau, déposé sur un substrat en verre, est gravé dans une couche en Argent.

3.4 Propriétés des ouvertures coaxiales inclinées

Le réseau d'ouverture annulaire (AAA pour Annular Aperture Arrays) ont la particularité de supporter les modes guidés TEM . En effet, le mode TEM , sans fréquence de coupure, peut être excité via ses harmoniques à des longueurs d'onde qui sont décalées vers le rouge par rapport aux autres modes de la cavité (TE_{11}, TE_{21}). Cependant, il présente un léger chevauchement avec l'onde plane arrivant en incidence normale. Pour être excitée par une lumière polarisée linéairement, l'onde incidente doit satisfaire deux conditions : une incidence oblique et une polarisation magnétique transversale (TM) [81-83]. La figure 3.8(a) (tirée de l'article [81]) met en évidence l'excitation du mode TEM lorsque la structure est éclairée par une onde plane polarisée TM avec un angle d'incidence $\theta = 40^\circ$. Sur les figures 3.8(b)

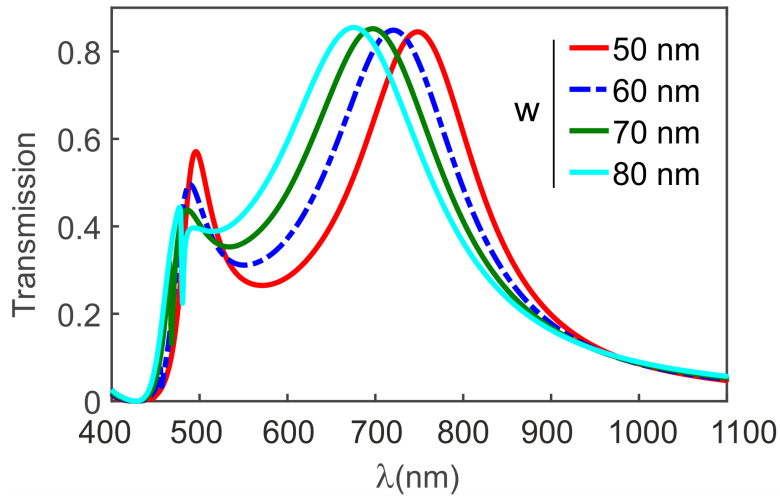


FIGURE 3.7 – Évolutions des spectres de transmission avec la variation de la largeur de l'ouverture rectangulaire ($w = 50, 60, 70$ et 80 nm), la longueur est fixée à $L = 200$ nm, $P = 250$ nm et $H = 130$ nm. Le réseau est déposé sur un substrat de verre.

et(c) les composantes radiales et azimutales du champ électrique sont calculées afin de mettre en évidence la nature du mode qui s'y propage. Nous constatons que la composante radiale du champ électrique est indépendante de l'angle azimutal et la composante axiale est négligeable, ce qui confirme bien l'excitation du mode *TEM* [81]. Ce résultat a été obtenu par des simulations numériques impliquant un algorithme *FDTD* qui a été développé dans la thèse de Belkhir [84].

Pour un guide d'ondes coaxial, l'apparition d'un pic de transmission *TEM* est entièrement régie par une condition d'adaptation de phase :

$$\lambda_{TEM} = \frac{2\pi n'_{eff} H}{l_{\pi} - \phi_r} \quad (3.2)$$

Où n'_{eff} est la partie réelle de l'indice effectif du mode *TEM*, H l'épaisseur de la couche métallique, ϕ_r la variation de phase due aux réflexions du mode guidé à partir des deux extrémités des cavités annulaires et l_{π} un nombre entier positif non nul. L'équipe de J.J. Greffet a proposé une idée simple qui consiste à utiliser des cavités coaxiales obliques par rapport à l'axe vertical (axe z). Ainsi, l'onde arrivant en incidence normale voit alors le réseau en oblique, et permet l'excitation du mode *TEM* à la seule condition de présenter une polarisation parallèle à la direction d'inclinaison [85]. Notons que cette étude a été faite dans la gamme de longueurs d'ondes millimétriques. En 2010, Baida et al. ont présenté une étude théorique de ces structures coaxiales inclinées (*SAAA* pour Slanded Annular Aperture Arrays) dans le domaine optique. La structure coaxiale est inclinée avec un angle $\alpha = 25^\circ$ par rapport à l'axe vertical (oz) est éclairée en incidence normale, la figure 3.9 tirée de

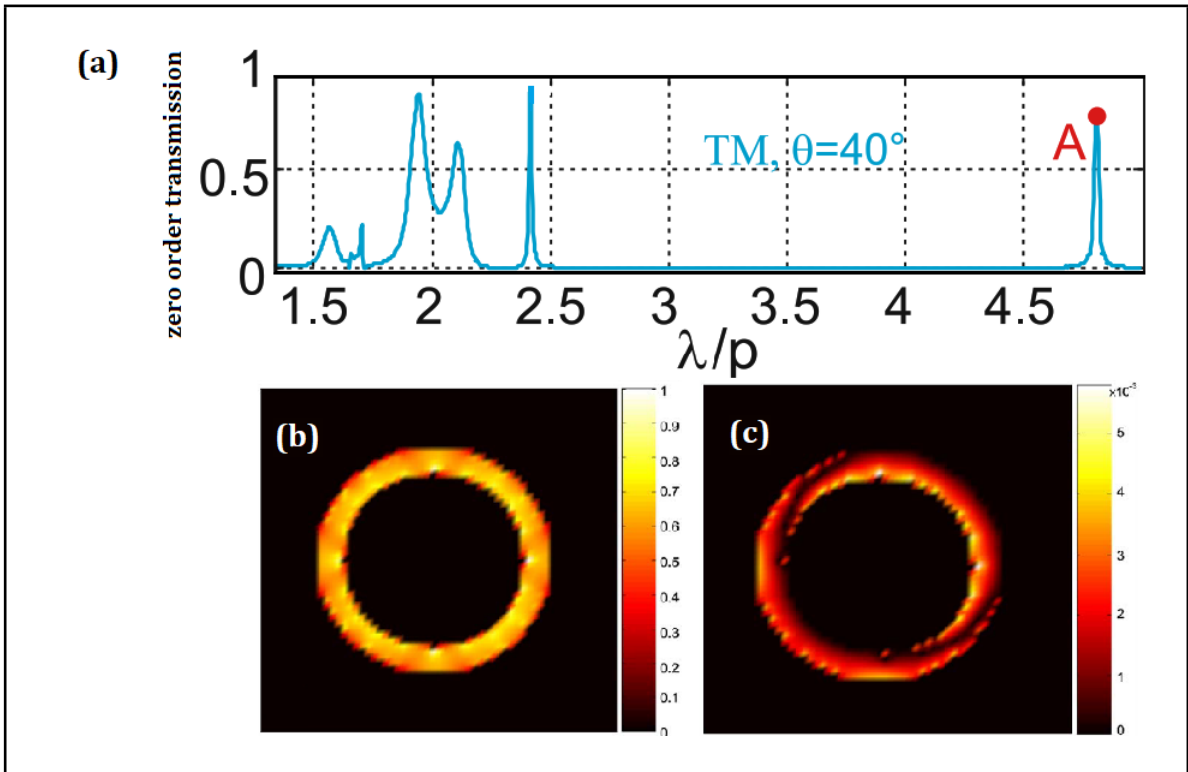


FIGURE 3.8 – (a) Spectre de transmission de la structure *AAA* en métal parfait dans le cas d'une onde plane incidente polarisée *TM* avec un angle d'incidence de $\alpha = 40^\circ$, les paramètres géométriques sont : $R_i = p/4$ et $R_e = p/3$, p étant la période de la structure. Module des composantes radiales (b) et azimutales (c) du champ électrique calculé à 100 nm du côté de la sortie de la structure [81].

l'article [86] montre l'apparition du mode *TEM* à la longueur d'onde 1550 nm avec une intensité de transmission d'environ 15%. Cette faible transmission est causée par les pertes dues à la nature absorbante de l'argent dans cette gamme.

La transmission du mode guidé *TEM* a été prédite numériquement pour plusieurs configurations [86]. Dans le cas d'un guide d'ondes coaxial incliné, l'évolution du pic de transmission *TEM* est régie par cette condition d'adaptation de phase [87] :

$$\lambda_{TEM} = \frac{4\pi n'_{eff} H_{eff}}{2m\pi - \phi_r} \quad (3.3)$$

Où m est un nombre entier positif non nul, n'_{eff} est la partie réelle de l'indice effectif du mode *TEM* ($n'_{eff} = 1$ si le conducteur est parfait), H_{eff} l'épaisseur de la couche métallique qui est $H_{eff} = H$ dans le cas de la structure *AAA* et $H_{eff} = H/\cos(\alpha)$ dans le cas de la structure *SAAA*, α étant l'angle d'inclinaison de l'ouverture compté de la normale à l'interface métallique, ϕ_r la variation de phase due aux réflexions du mode guidé à partir des deux extrémités de la cavité annulaire.

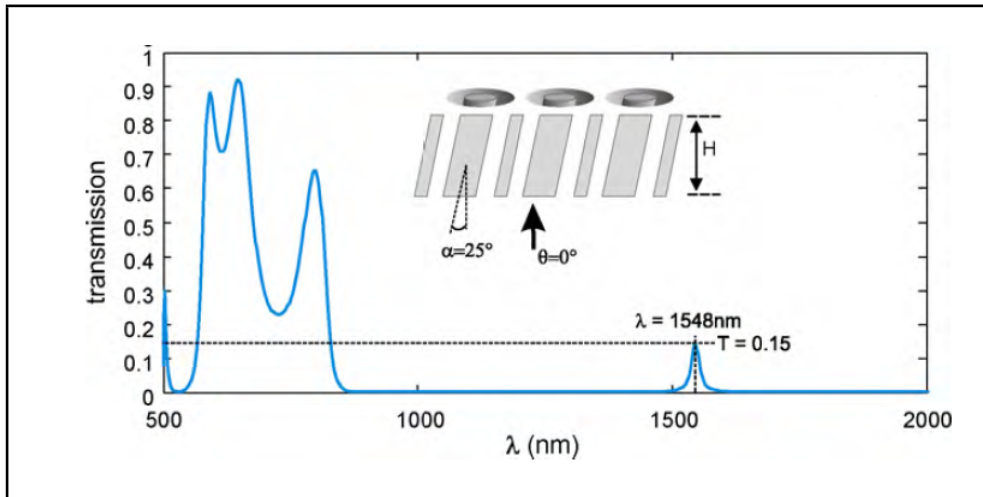


FIGURE 3.9 – Spectre de transmission de l'ordre zéro pour la configuration *SAAA* avec un angle d'inclinaison de $\alpha = 25^\circ$ par rapport à la direction verticale. Les rayons extérieurs et intérieurs sont fixés respectivement à $R_o = 130$ nm et $R_i = 65$ nm et l'épaisseur du film métallique ($H = 430$ nm) a été choisie pour correspondre à un pic de transmission *TEM* à $\lambda = 1550$ nm. [86].

3.4.1 Structure SAAA éclairée en incidence normale

Dans cette partie, l'effet de la polarisation de la lumière éclairant la structure *SAAA* en incidence normale (voir figure 3.10) est étudié en considérant deux polarisations : la polarisation *TM* et la polarisation *TE*. Les spectres de transmission dans les deux cas de polarisation sont rapportés sur la figure 3.11. L'harmonique du mode *TEM* est excitée uniquement en polarisation *TM* (polarisation parallèle à la direction d'inclinaison du coax) par contre le mode TE_{11} est excité par les deux polarisations *TE* et *TM*.

Sur la même figure nous avons tracé les distributions spatiales des intensités du champ électrique aux longueurs d'onde des différents modes. A gauche de la figure 3.11, aux longueurs d'onde $\lambda = 700$ nm et $\lambda = 741$ nm dans le cas respectivement d'une polarisation *TM* et une polarisation *TE*, la distribution comme montré sur les images présente deux lobes dans le plan *xy* et est uniforme dans les plans *xz* et *yz*, correspondant au mode $TE_{11}(m = 0)$. A droite de la figure 3.11, la cartographie de l'intensité du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda = 1038$ nm montre suivant le plan *xy* une intensité homogène et suivant les plans *xz* et *yz* un nœud ce qui confirme l'excitation de la première harmonique du mode *TEM*.

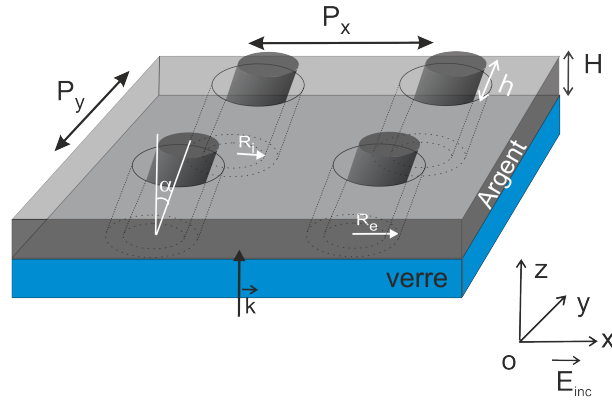


FIGURE 3.10 – Réseau d’ouverture coaxiale inclinée (*SAAA*) de période P_x suivant la direction x et P_y suivant la direction y . Les rayons intérieurs et extérieurs sont R_i et R_e respectivement, α est l’angle d’inclinaison entre l’axe z et x , H l’épaisseur de la couche métallique et h est l’elongation de l’âme du coax. La structure est déposée sur un substrat de verre.

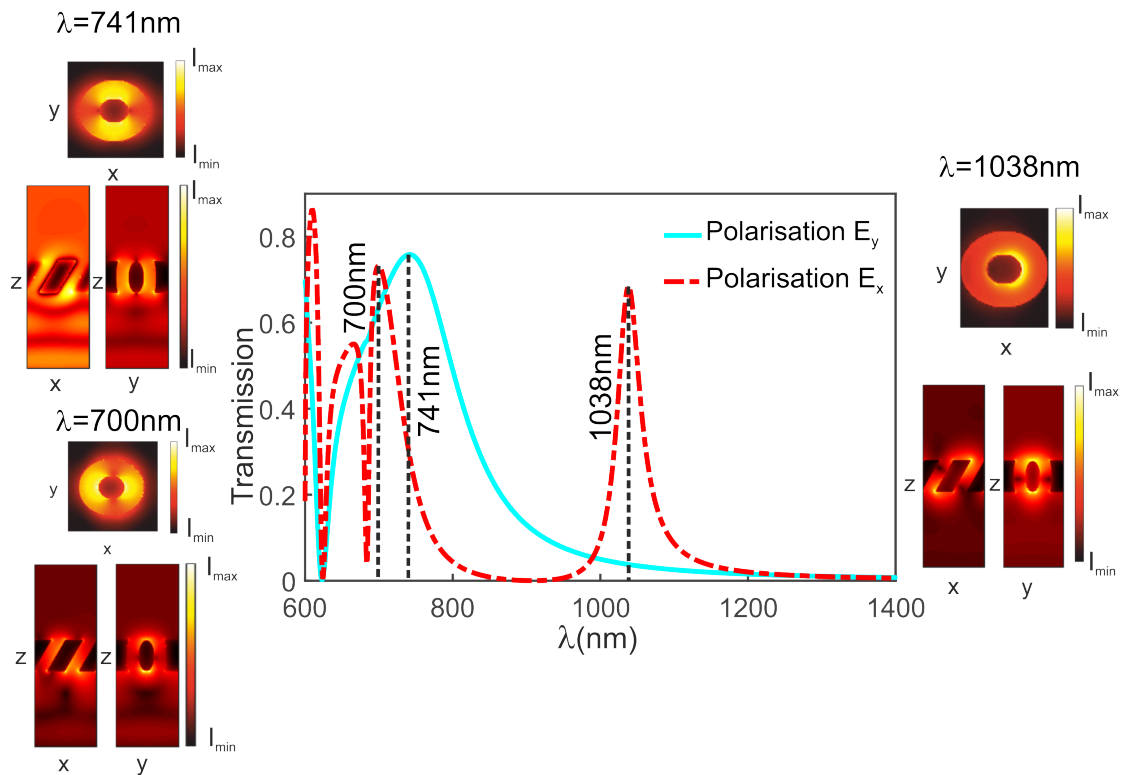


FIGURE 3.11 – Spectres de transmission à travers la structure *SAAA* lorsqu’elle est successivement éclairée par une onde plane polarisée linéairement le long de l’axe y (courbe bleu turquoise) et x (courbe rouge en tirets). Paramètres géométrique $R_i = 50$ nm, $R_e = 130$ nm, $P = 400$ nm, $H = 200$ nm et $\alpha = 30^\circ$.

3.5 Étude paramétrique de la transmission à travers la structure $SAAA$

Cette section est consacrée à l'étude paramétrique de la transmission de la lumière à travers la structure $SAAA$ via son mode guidé particulier TEM . Cette étude est réalisée en éclairant la structure $SAAA$ par une onde plane polarisée suivant la direction d'inclinaison des ouvertures coaxiales (voir figure 3.10).

3.5.1 Effet des rayons extérieur R_e et intérieur R_i

Dans cette partie, on aborde l'influence des rayons extérieur et intérieur afin de mieux caractériser leurs effets sur la position et l'intensité du pic TEM . Les spectres de transmission sont rapportés sur les figures 3.12 et 3.13. Dans le premier cas le rayon intérieur est fixé à $R_i = 50$ nm pour différents rayons extérieurs R_e allant de 90 nm à 150 nm, Dans le second cas le rayon extérieur est fixé à $R_e = 130$ nm pour différents rayons intérieurs R_i allant de 50 nm à 80 nm. Les autres paramètres géométriques sont fixés à $H = 200$ nm, $P = 400$ nm et $\alpha = 30^\circ$.

Quand R_e diminue pour un R_i fixe, la position spectrale du pic a tendance à évoluer légèrement vers la région rouge (voir figure 3.12). Ce comportement s'explique par l'augmentation de n_{eff} lorsque l'espace inter-conducteur diminue, bien que l'effet de ϕ_r a tendance à déplacer le pic vers la région bleue mais c'est l'effet de n_{eff} qui est prépondérant (voir Figure 8b [82]). L'intensité du pic TEM diminue avec la réduction de R_e . En effet, plus l'écart est faible (entre R_e et R_i) plus le mode est confiné avec plus de pénétration à l'intérieur du métal, ce qui entraîne une augmentation des pertes.

La position spectrale du pic TEM dépend fortement du rayon intérieur, le pic se déplace vers les grandes longueurs d'onde lorsque R_i augmente (voir figure 3.13). Ce déplacement est assigné à l'augmentation de l'indice effectif n_{eff} du mode guidé TEM lorsque l'espace inter-conducteur diminue et aussi à l'évolution de la variation de phase ϕ_r ([86], voir Figure 8a [82]). Par conséquent, une transmission basée sur l'efficacité du TEM nécessite un rayon extérieur important par rapport au rayon intérieur.

3.5.2 Effet de l'angle d'inclinaison

L'influence de l'angle d'inclinaison de la structure $SAAA$ sur sa transmission a été étudiée en considérant une structure d'épaisseur $H = 200$ nm et dont les rayons

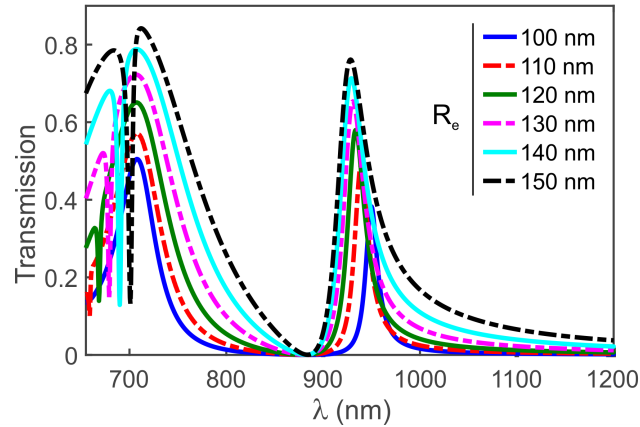


FIGURE 3.12 – Spectres de transmission pour différents rayons extérieurs R_e . Le rayon intérieur R_i est fixé à 50 nm, la période à $P = 400$ nm, l'épaisseur d'argent est fixée à $H = 200$ nm et l'angle d'inclinaison $\alpha = 30^\circ$.

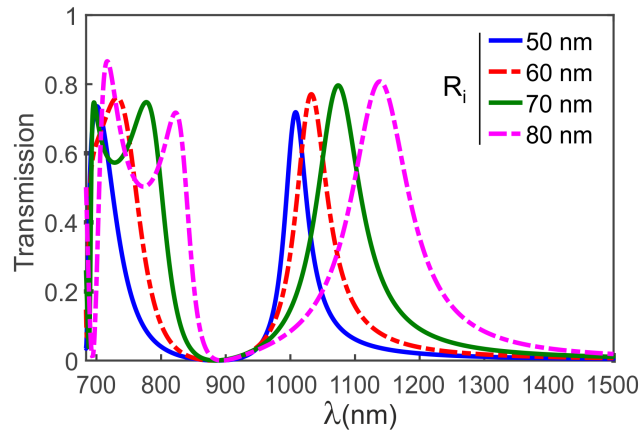


FIGURE 3.13 – Spectres de transmission pour différents rayons intérieurs R_i . Le rayon extérieur R_e est fixé à 130 nm, la période à $P = 400$ nm, l'épaisseur d'argent est fixée à $H = 200$ nm et l'angle d'inclinaison $\alpha = 30^\circ$.

de l'ouverture annulaire sont fixés à $R_e = 130$ nm et $R_i = 50$ nm. Les résultats sont portés sur la figure 3.14 pour une variation de l'angle de 0° à 40° .

Comme prévu par l'équation 3.3, la position du pic TEM se déplace vers les grandes longueurs d'onde (région rouge du spectre) lorsque l'angle d'inclinaison (α) augmente. Au alentours de la longueur d'onde 800 nm est positionnée le mode TE_{11} qui reste relativement insensible à l'angle d'inclinaison des ouvertures annulaires.

3.5.3 Effet de l'épaisseur de la couche métallique

L'épaisseur de la couche métallique H de la structure est un paramètre clé dans le positionnement spectral du pic TEM via la condition d'adaptation de phase (voir équation 3.3).

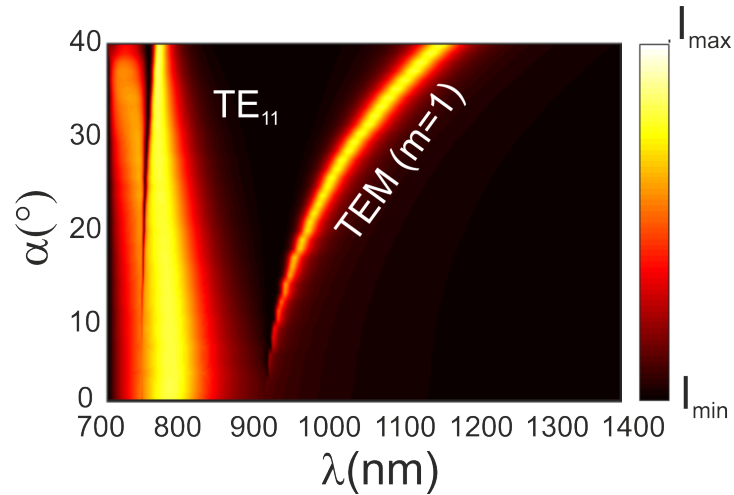


FIGURE 3.14 – Spectres de transmission en fonction de l'angle d'inclinaison des cavités coaxiales avec une épaisseur de métal $H = 200$ nm, la période du réseau $P = 400$ nm, les rayons extérieur et intérieur sont respectivement $R_e = 130$ nm et $R_i = 50$ nm. La structure est éclairée par une onde plane en incidence nulle polarisée suivant l'axe des x .

Comme le montre la figure 3.15, plus H est grand, plus la position spectrale du pic TEM est décalée vers le rouge : la position des pics TEM est proportionnelle à l'épaisseur du métal. De plus, la transmission diminue lorsque l'épaisseur passe de 150 nm à 250 nm (voir figure 3.15); l'harmonique du mode TEM pénètre à l'intérieur du métal ce qui occasionne des pertes de plus en plus importante lorsque la couche métallique est grande.

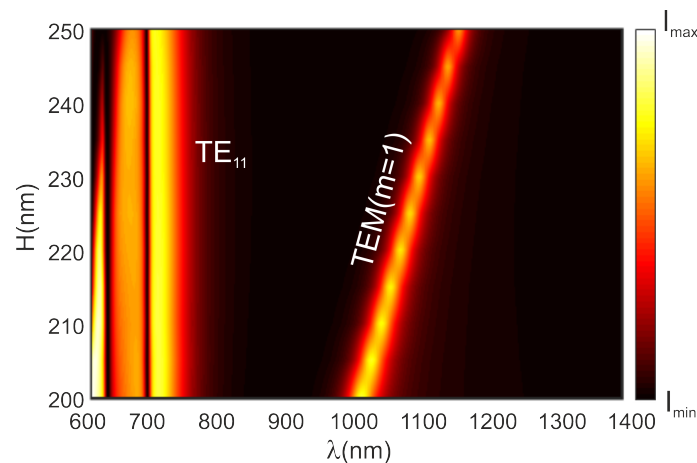


FIGURE 3.15 – Intensités transmises à travers la structure $SAAA$ en fonction de la variation de l'épaisseur de la couche métallique H . Les autres paramètres géométriques sont : $P = 400$ nm, $R_e = 130$ nm, $R_i = 50$ nm, $\alpha = 30^\circ$.

3.5.4 Effet de l'élongation de la partie métallique centrale

Un paramètre intéressant à étudier est l'élongation de la partie métallique centrale du coax. En effet et afin d'augmenter l'adaptation d'impédance entre une antenne coaxiale et le vide, une technique a été largement utilisée dans le domaine des radio-fréquences et qui consiste à allonger la partie métallique centrale du nanocoax par rapport à l'électrode extérieure.

Les résultats de simulation sont rapportés sur la figure 3.16. Les paramètres géométriques sont fixés à $P = 400$ nm, $R_e = 130$ nm, $R_i = 50$ nm, $\alpha = 30^\circ$ et $H = 200$ nm. Le h représente la sortie de l'âme. Comme le montre la figure 3.16 quand h augmente le mode TEM a tendance à shifter vers le rouge avec une légère diminution de l'intensité lumineuse transmise.

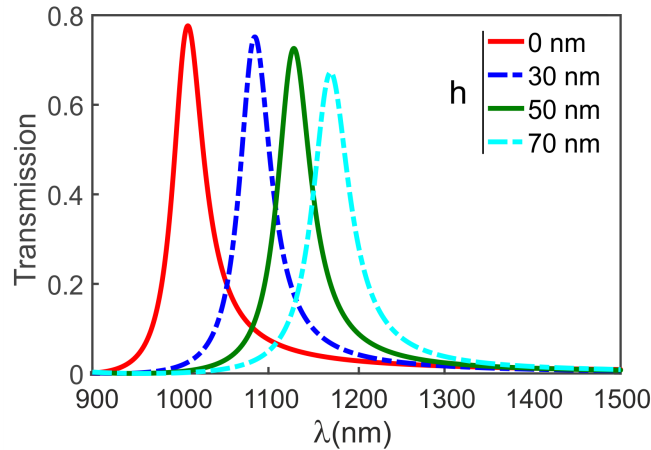


FIGURE 3.16 – Spectres de transmission à travers une structure SAAA en fonction de la sortie vers le haut de l'âme h de l'argent. Les autres paramètres géométriques sont : $P = 400$ nm, $R_e = 130$ nm, $R_i = 50$ nm, $\alpha = 30^\circ$ et $H = 200$ nm.

3.6 Propriétés des ouvertures annulaires en forme de 'C'

Les ouvertures non conventionnelles, telles que les ouvertures en forme de 'C' [56, 88-90], en forme de H [91] ou en forme de I [92], ont suscité un grand intérêt en raison de leur forte transmission et de leur compacité par rapport aux ouvertures circulaires ou carrées classiques.

La structure en forme de 'C' (*CSAA* pour C-Shaped Aperture Array) est définie comme une ouverture coaxiale avec une partie métallique additionnelle donnant ainsi la forme du 'C' (voir figure 3.17).

Lorsque la structure est éclairée par une onde électromagnétique polarisée suivant

l'orientation du 'C', son mode fondamental guidé TE_{10} est alors excité. La longueur d'onde de coupure de ce mode fondamental TE_{10} dans le cas d'un métal parfait, peut être approchée par la relation analytique :

$$\lambda_c \simeq 2L_{moy} \quad (3.4)$$

Où $L_{moy} = \pi(R_i + R_e) - A$ et où A est la partie métallique additionnelle.

Comme toutes les structures supportant des modes fondamentaux, à des épaisseurs relativement élevées il y a l'apparition des harmoniques de Fabry-Pérot. L'évolution de ces harmoniques suit cette relation :

$$\lambda_{m>0} \simeq \frac{2H}{m\sqrt{1 + \left(\frac{2H}{\lambda_c m}\right)^2}} \quad (3.5)$$

Avec λ_c la longueur d'onde à la coupure du premier mode, H est l'épaisseur de la couche métallique et m un entier qui correspond à l'ordre de l'harmonique.

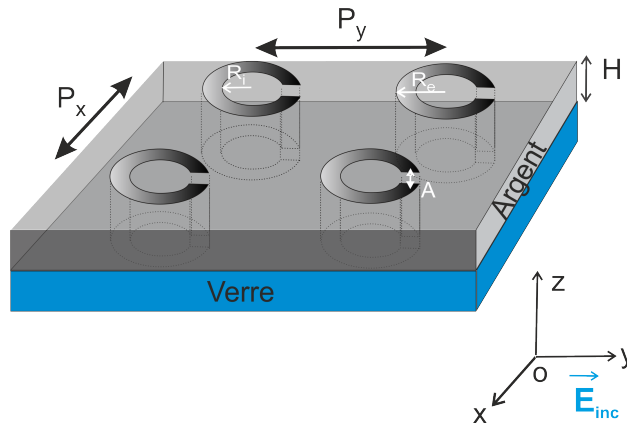


FIGURE 3.17 – Réseau d'ouverture coaxiale en forme de 'C' (*CSAA*) de période P_x suivant la direction x et P_y suivant la direction y . Les rayons intérieurs et extérieurs sont R_i et R_e respectivement, A la partie métallique additionnelle et H l'épaisseur de la couche métallique. La structure est déposée sur un substrat de verre.

3.6.1 Effet de la polarisation sur la réponse spectrale de la structure CSAA

L'effet de la direction de polarisation de la lumière arrivant en incidence normale sur la structure *CSAA* est étudié en considérant successivement les deux polarisations *TE* et *TM*.

Les spectres de transmission suivant les deux polarisations sont rapportés sur la figure 3.18. Lorsque l'onde incidente est polarisée *TM*, la transmission de la struc-

3.7. ÉTUDE PARAMÉTRIQUE DE LA TRANSMISSION À TRAVERS LE RÉSEAU D'OUVERTURE ANNULAIRE EN FORME DE 'C'

ture, tracé en bleu turquoise, montre un seul pic à la longueur d'onde $\lambda = 710$ nm correspondant au mode fondamental TE_{20} ($m=0$). Cela est confirmé par le calcul de la distribution de l'intensité du champ électrique, représentée à gauche de la figure 3.18, qui montre la présence de deux lobes dans le plan xy et une intensité homogène suivant les plans xz et yz . Quand la polarisation est TE , le spectre de transmission, tracé en rouge, montre un mode fondamental TE_{10} ($m=0$) fortement décalé vers la région rouge. Ce mode est confirmé via le calcul de la distribution de l'intensité, à droite de la figure 3.18, sur laquelle on distingue un seul lobe suivant le plan xy et une intensité homogène suivant les plans xz et yz .

On en conclut donc que le mode fondamental TE_{10} ne peut être excité que par la composante du champ électrique dirigée suivant l'orientation du 'C', donc polarisée suivant la direction y (voir figure 3.17).

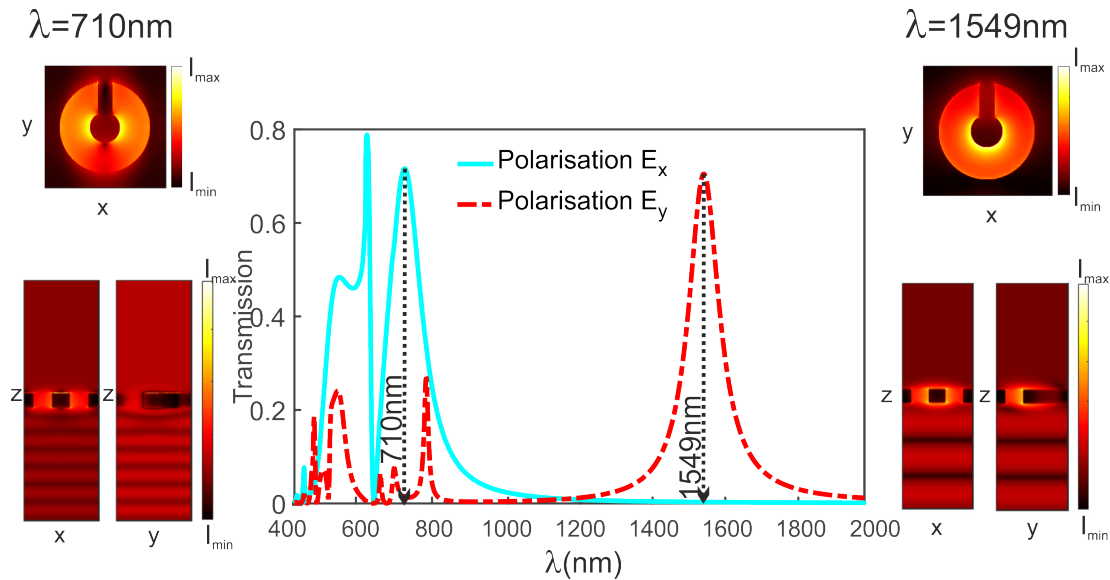


FIGURE 3.18 – Spectres de transmission à travers le réseau d'ouverture coaxiale en forme de 'C' lorsqu'il est successivement éclairé par une onde plane polarisée linéairement le long de l'axe y (courbe rouge) et x (courbe bleu turquoise). Paramètres géométriques $R_i = 50$ nm, $R_e = 130$ nm, $P_x = P_y = 400$ nm, $H = 200$ nm et $A = 50$ nm.

3.7 Étude paramétrique de la transmission à travers le réseau d'ouverture annulaire en forme de 'C'

Cette section est dédiée à l'étude paramétrique de la transmission de la lumière à travers la structure $CSAA$. Elle est réalisée afin de cerner le comportement du mode fondamental TE_{10} en fonction des paramètres géométriques de la structure $CSAA$.

A cet effet, notre structure est éclairée en incidence normale par une onde plane polarisée suivant l'orientation de l'ouverture 'C', qui est définie suivant la direction y (voir figure 3.17).

3.7.1 Effet de R_i et R_e

L'évolution de la longueur d'onde de coupure du mode fondamental TE_{10} en fonction des rayons intérieur R_i et extérieur R_e est représentée respectivement sur les figures 3.19 et 3.20. En maintenant R_e fixe (170 nm), on constate que la longueur de coupure du mode TE_{10} évolue en fonction de R_i . Le même comportement est observé dans le cas où le rayon intérieur R_i est fixé à 50 nm et R_e varie de 100 à 170 nm. De ces résultats, on peut conjecturer que la longueur de coupure du mode fondamental est d'autant plus grande que le rayon extérieur est grand et $\delta R = R_e - R_i$ faible. Autrement dit, un fort confinement de la lumière conjugué à un rayon extérieur grand fait shifter davantage vers l'infrarouge la longueur d'onde de coupure du mode fondamental TE_{10} .

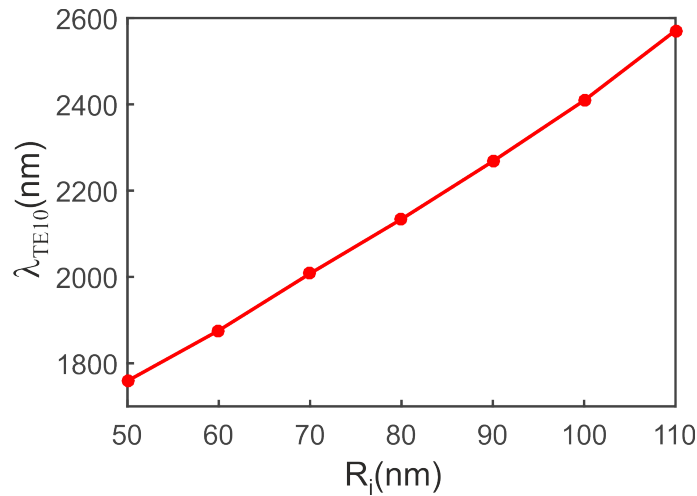


FIGURE 3.19 – Positions du mode TE_{10} en fonctions des différentes valeurs du rayons intérieurs R_i . Les autres paramètres géométriques sont : $P = 400$ nm, $R_e = 170$ nm, $A = 80$ nm et $H = 200$ nm.

3.7.2 Effet de l'épaisseur du métal

Pour observer l'effet de l'épaisseur de la couche métallique sur les spectres de transmission, nous avons fait varier l'épaisseur H et maintenu les autres paramètres fixes : $P_x = P_y = 400$ nm, $R_e = 130$ nm, $R_i = 50$ nm et $A = 80$ nm. Les résultats numériques sont représentés sur la figure 3.21. On constate que le mode fondamental TE_{10} est quasiment insensible à l'évolution de H . Contrairement à son harmonique

3.7. ÉTUDE PARAMÉTRIQUE DE LA TRANSMISSION À TRAVERS LE RÉSEAU D'OUVERTURE ANNULAIRE EN FORME DE 'C'

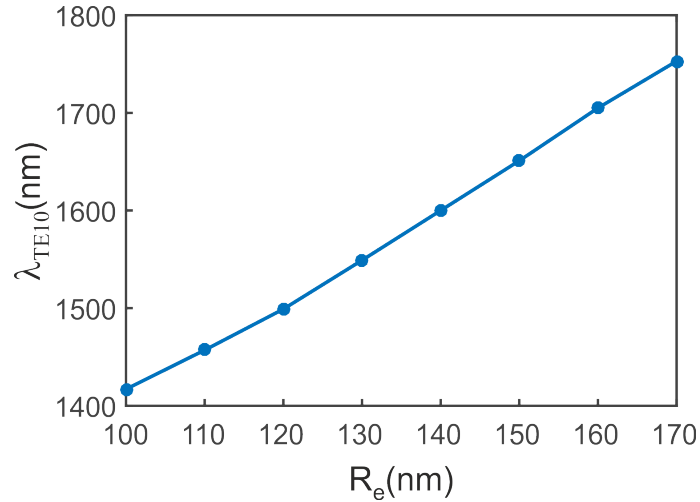


FIGURE 3.20 – Positions du mode TE_{10} en fonctions des différentes valeurs du rayons extérieurs R_e . Les autres paramètres géométriques sont : $P = 400$ nm, $R_i = 50$ nm, $A = 80$ nm et $H = 200$ nm.

de FP, qui apparaît pour des épaisseurs plus élevées (aux alentours de $H = 230$ nm), dont le comportement montre clairement que plus l'épaisseur est importante, plus on a un déplacement vers la région rouge, ce qui est conforme à la relation 3.5.

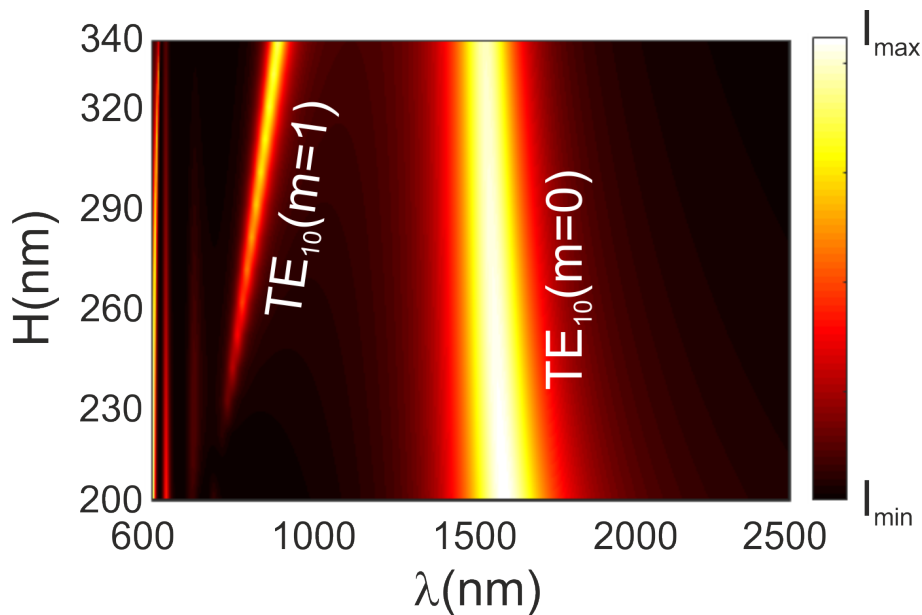


FIGURE 3.21 – Intensité transmises à travers la structure $CSAA$ pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche métallique H . Les autres paramètres géométriques sont : $P = 400$ nm, $R_i = 50$ nm, $R_e = 170$ nm et $A = 80$ nm.

3.7.3 Effet de la partie métallique supplémentaire (A)

La partie métallique supplémentaire nommée A est un paramètre qui affecte le positionnement du mode fondamental TE_{10} . Pour quantifier son influence, nous

avons considéré la structure *CSAA* dont les paramètres sont fixés comme suit : $P = 400$ nm, $R_e = 170$ nm, $R_i = 50$ nm, $H = 200$ nm, et fait varier la longueur A de 40 nm jusqu'à 90 nm. Sur la figure 3.22 sont représentées les positionnements spectrales du mode TE_{10} en fonction des différentes valeurs de A . La longueur d'onde du mode TE_{10} a tendance à se déplacer vers la région bleue du spectre avec l'augmentation de A .

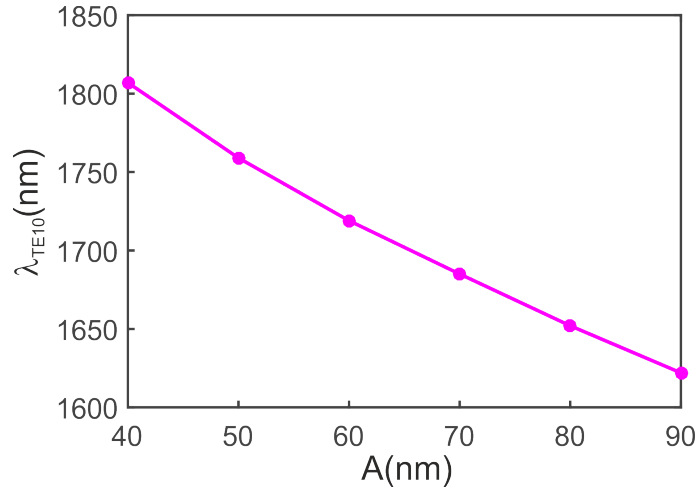


FIGURE 3.22 – Positions du mode TE_{10} en fonctions des différentes valeurs de la partie métallique additionnelle A . Les autres paramètres géométriques sont : $P = 400$ nm, $R_e = 170$ nm, $R_i = 50$ nm et $H = 200$ nm.

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié par la méthode FDTD les propriétés de transmission exaltée des réseaux sub-longueurs d'onde dont les motifs de base sont constitués d'ouvertures rectangulaires, coaxiales inclinées ou encore en forme de 'C'. Tous ces motifs ont en commun une asymétrie entre les axes x et y formant le plan horizontal des structures considérées. Nous avons ainsi montré que pour toutes les formes d'ouverture étudiées, l'excitation de leurs modes fondamentaux dépend fortement de la direction de polarisation de l'onde incidente. De plus, nous avons entrepris une étude paramétrique afin d'évaluer l'influence des différents paramètres définissant les structures.

Concernant la structure composée d'un réseau d'ouvertures rectangulaires (*RAA*), son mode fondamental TE_{10} est excité par une onde plane dont la direction de polarisation est perpendiculaire à la longueur de la cavité rectangulaire, i.e. parallèlement à l'axe des y . De plus, la position spectrale du mode fondamental TE_{10} dépend de la longueur L (grand côté). Les harmoniques de FP de ce mode sont dépendantes

de l'épaisseur de la couche métallique H .

La structure formée par un réseau d'ouverture coaxiale inclinée offre la possibilité d'exciter son mode fondamental TEM sans fréquence de coupure avec une onde plane polarisée TM arrivant en incidence normale. Dans la gamme de longueurs d'onde d'intérêt (gamme optique) ce sont les harmoniques FP du mode TEM qui sont excitées et dont la position spectrale est adaptable à la valeur souhaitée par un ajustement judicieux des paramètres géométriques que sont le rayon intérieur R_i , l'épaisseur de la couche métallique H et l'angle d'inclinaison des coax α .

La dernière structure étudiée est un réseau d'ouvertures en forme de 'C' ($CSAA$) gravées dans une couche métallique faite en argent. Son mode fondamental est excité lorsque l'onde plane éclairant la structure et arrivant en incidence normale est polarisée parallèlement à l'axe radial de symétrie de la cavité en forme de 'C'. Nous avons montré que sa longueur d'onde de coupure est quasi indépendante de l'épaisseur de la couche d'argent par contre elle se trouve shifter vers le rouge lorsque les rayons extérieur et intérieur augmentent et vers le bleu lorsque la partie métallique additionnelle augmente.

Chapitre 4

Conception de lames à retard à base de méta-matériaux biréfringents

4.1 Introduction

Ce chapitre est dédié à la conception numérique de lames d'onde basées sur des méta-matériaux biréfringents ultra-minces dans la gamme optique. Nous avons considéré trois réseaux sub-longueurs d'onde composés de motifs différents que sont : deux cavités rectangulaires disposées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre, deux cavités rectangulaire et coaxiale inclinée disposée l'une à côté de l'autre suivant l'axe des y et deux cavités coaxiale en forme de 'C' et rectangulaire disposée l'une à côté de l'autre suivant l'axe des x .

Le principe de fonctionnement de ces lames est basé sur l'excitation et la propagation d'un mode guidé à l'intérieur de chaque ouverture (le mode dépend de la forme géométrique) mais avec un indice effectif différent. En sortie, on obtient une différence de phase dont la valeur dépend principalement de l'épaisseur du métal. Ce dernier est un paramètre clé qui nous permettra d'ajuster la différence de phase à la valeur souhaitée.

L'influence des différents paramètres géométriques et physiques des cavités (rectangulaires, coaxiales inclinées et coaxiales en forme de 'C') a été étudiée au chapitre précédant, ce qui nous a facilité l'optimisation et le choix des paramètres géométriques pour un fonctionnement dans la gamme spectrale voulue.

4.2 Conception de lames d'onde à base de cavités rectangulaires

Les matériaux métalliques structurés en réseaux sub-longueurs d'onde tels que les ouvertures rectangulaires présentent une brisure de symétrie dans le plan transverse, offrant ainsi la possibilité de conférer à ces méta-matériaux des anisotropies artificielles. Un choix judicieux des paramètres géométriques de ces nano-ouvertures nous a permis la conception de lames demi et quart d'ondes compactes et ultra-minces pour des applications en nano-optique.

4.2.1 Présentation de la structure proposée

La configuration proposée est représentée sur la figure 4.1 : elle est composée d'un réseau d'ouverture rectangulaire 2D sub-longueur d'onde à double motif gravé dans un film d'argent (Ag) opaque déposé sur un substrat de verre (indice de réfraction $n = 1.5$). H et P désignent respectivement l'épaisseur de la couche d'Ag et la période de la structure dans les directions x et y . Le motif du réseau est constitué de deux ouvertures rectangulaires perpendiculaires. L'une d'elles est parallèle à l'axe x et est remplie de verre ayant le même indice de réfraction que le substrat. Sa géométrie est définie par sa longueur L_x et sa largeur w . La deuxième ouverture rectangulaire est parallèle à l'axe y et est définie par sa longueur L_y et sa largeur w comme indiqué en haut de la figure 4.1. La distance d , le long de l'axe y , entre ces deux cavités a été fixée à $d = 40$ nm.

4.2.2 Principe de conception de lames d'onde

Nous avons considéré l'exemple d'ouvertures rectangulaires pour décrire le principe de conception de lames d'onde (demi ou quart d'onde), mais ce principe reste valable dans le cas d'autres structures sub-longueurs d'onde présentant une brisure de symétrie dans le plan transverse.

Notre processus de conception est organisé en trois étapes : (a) optimisation de la première ouverture pour que sa longueur d'onde de coupure correspond à la longueur d'onde de fonctionnement, (b) optimisation de la deuxième ouverture pour qu'elle présente un pic de transmission de la première harmonique de Fabry-Perot à la même longueur d'onde de fonctionnement et (c) optimisation du réseau à double ouverture pour minimiser le couplage entre les deux ouvertures afin de ne pas modifier leurs propriétés de transmission. Commençons par la première étape où seule

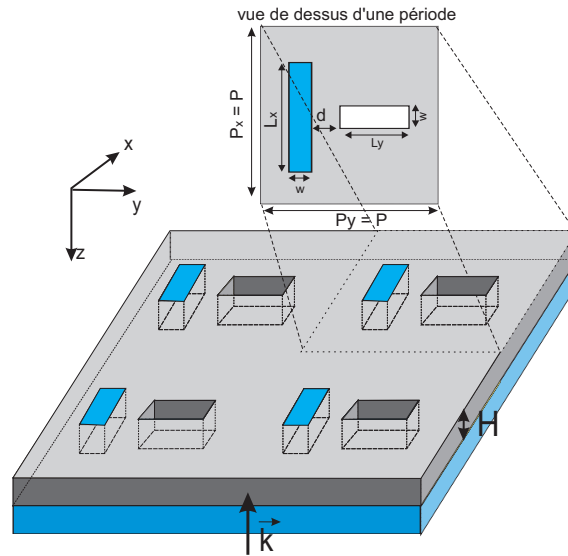


FIGURE 4.1 – Schéma de la lame proposée qui consiste en un réseau bi-périodique avec deux ouvertures rectangulaires perpendiculaires par période gravées dans une couche d'Ag (gris) d'épaisseur H et déposé sur un substrat de verre (bleu). Une vue de dessus d'une période est donnée en haut de la figure donnant tous les paramètres structurels.

une cavité parallèle à l'axe x est éclairée par une onde polarisée linéairement dans la direction y . Deux situations sont examinées : les ouvertures remplies de verre ($n = 1.5$) et les ouvertures vides (remplies d'air). La figure 4.2 montre les spectres de transmission calculés et où la ligne bleue pleine correspond à l'ouverture remplie d'air et la ligne rouge en pointillés pour l'ouverture remplie de verre. Comme on peut le voir, en remplissant l'ouverture avec un matériau à indice optique plus élevé, les pics de transmission sont décalés vers le rouge, ce qui permet d'augmenter la longueur d'onde de fonctionnement.

Afin de confirmer l'origine de ces différents pics (modes à la coupure et la première harmonique de Fabry-Pérot), nous avons cartographié la distribution de l'intensité du champ électrique dans les plans x - z et y - z aux quatre longueurs d'onde correspondant à ces pics (voir figure 4.3). Comme on peut le voir sur la figure 4.3(a)-(d), les cartographies associées aux longueurs d'onde 891 nm et 1172 nm montrent une illumination uniforme qui correspond clairement aux modes fondamentaux TE_{10} excité à leur longueur d'onde de coupure ($m = 0$), tandis que la présence d'un nœud d'intensité à l'intérieur de l'ouverture pour les longueurs d'onde 590 nm et 677 nm (voir figure 4.3(e)-(h)) indique l'excitation de la première harmonique de Fabry-Pérot (FP) ($m = 1$) du même mode fondamental TE_{10} .

L'étape suivante consiste à concevoir une deuxième ouverture pour laquelle la première harmonique FP ($m = 1$) du mode guidé correspond spectralement à la longueur d'onde de coupure ($m = 0$) du mode TE_{10} de la première ouverture. Cela peut

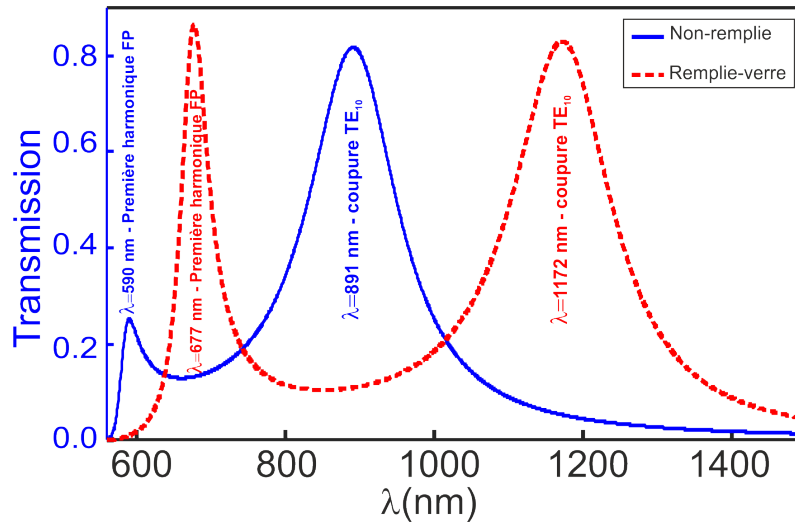


FIGURE 4.2 – Spectres de transmission d’une cavité rectangulaire non remplie (ligne bleue continue) et remplie (ligne rouge en pointillés) allongée le long de l’axe x lorsque l’onde plane incidente est polarisée suivant y . Les paramètres géométriques sont : $P = 350$ nm, $L_x = 260$ nm, $w = 60$ nm et $H = 150$ nm. Dans les deux cas, le substrat est en verre avec $n = 1.5$.

se faire facilement car la longueur d’onde de coupure est pratiquement insensible à l’épaisseur du métal (ne dépend que de la valeur de la longueur de l’ouverture), alors que la position spectrale des harmoniques FP ($m \geq 1$) dépend fortement de H par le biais d’une condition d’adaptation de phase classique qui implique explicitement H . Par conséquent, en ajustant cette dernière, la première harmonique FP ($m = 1$) du mode fondamental de l’ouverture remplie de verre et le mode fondamental ($m = 0$) de l’ouverture remplie d’air peuvent se chevaucher.

La figure 4.4 illustre l’excitation des modes guidés, par des ondes planes polarisées orthogonalement, dans les deux ouvertures lorsqu’elles sont considérées séparément. La figure 4.4(a) correspond au réseau composé uniquement de l’ouverture remplie de verre avec $L_x = 300$ nm, $w = 60$ nm, $H = 150$ nm et $P = 350$ nm. Alors que le réseau associé à la figure 4.4(b) son motif est composé d’une ouverture orthogonale avec $L_y = 200$ nm, et les mêmes valeurs de w , H et P . Les réponses spectrales, représentées sur la figure 4.4(c et d), montrent clairement que les pics de transmission sont observés dans la gamme considérée si et seulement si l’onde incidente est polarisée dans la direction parallèle à la largeur (petit côté) des cavités rectangulaires considérées. Plus important encore, on observe sur la figure 4.4(c) l’excitation de la première harmonique FP du mode TE_{10} de l’ouverture remplie de verre (voir ligne noire verticale pointillée) dans le domaine visible alors que le pic similaire de l’ouverture remplie d’air est hors du domaine spectral considéré, puisqu’il apparaît

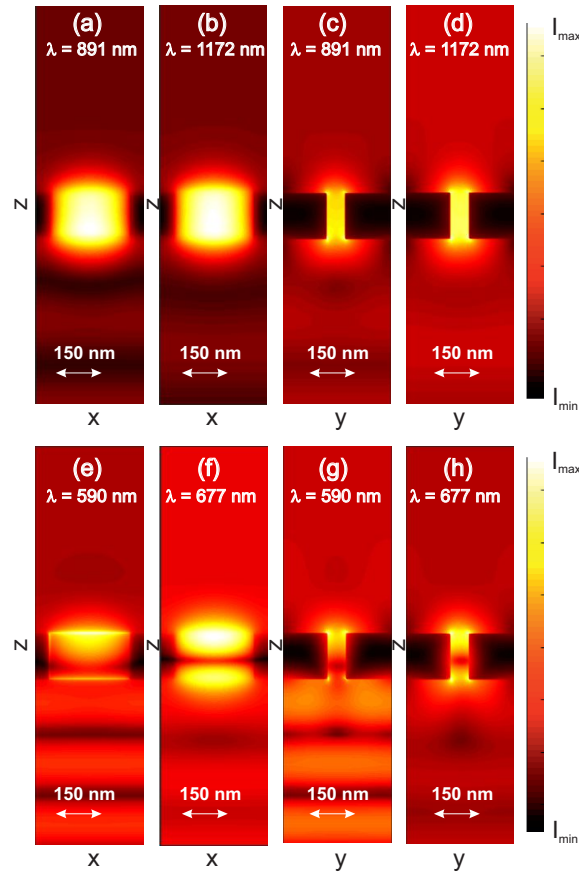


FIGURE 4.3 – Distributions de l'intensité électrique dans les plans verticaux xz (a,b,e,f) et yz (c,d,g,h) passant par le centre de l'ouverture. La valeur de la longueur d'onde est fixée à : $\lambda = 891$ nm en (a,c), $\lambda = 1172$ nm en (b,d), $\lambda = 590$ nm en (e,g) et $\lambda = 677$ nm en (f,h). La structure a les mêmes paramètres géométriques que sur la figure 4.2 et elle est éclairée à incidence normale à partir du substrat par une onde plane polarisée suivant y .

à une longueur d'onde plus petite. Seul le pic correspondant à l'excitation du mode guidé à sa coupure est observable pour les cavités non-remplies (ligne verticale pointillée sur la figure 4.4(d)). Lorsqu'ils sont excités simultanément à la même longueur d'onde de fonctionnement, ces deux modes se propagent avec des vitesses de phase différentes, induisant une différence de phase $\Delta\phi$ entre les deux composantes orthogonales du champ électrique qui pourrait remplir la condition d'une lame demi-onde ($\Delta\phi = \pm\pi$) ou bien celle d'une lame quart d'onde ($\Delta\phi = \pm\pi/2$). Pour cela, il faut faire varier l'épaisseur du métal H jusqu'à ce que ces deux pics coïncident tout en surveillant la valeur de la différence de $\Delta\phi$ désirée.

En conséquence, nous avons effectué des simulations numériques et calculé les spectres de transmission à travers toute la structure (les deux ouvertures) définie dans la figure 4.1 en faisant varier l'épaisseur du film métallique pour les deux directions de polarisation (Ox et Oy) de l'onde incidente (voir figure 4.5).

Comme prévu, on peut clairement voir sur la figure 4.5(b) que seul le premier

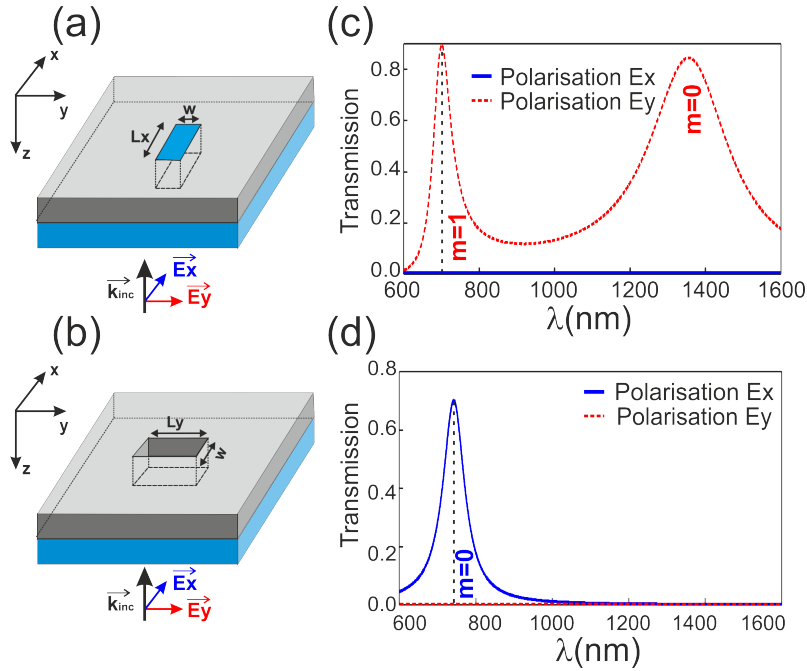


FIGURE 4.4 – Schéma d'un réseau d'ouverture rectangulaire parallèle à l'axe x (a) et parallèle à l'axe y (b) gravé dans une couche d'argent de H d'épaisseur déposée sur un substrat de verre. Les paramètres géométriques sont : $P = 350$ nm, $L_x = 300$ nm, $L_y = 200$ nm, $w = 60$ nm et $H = 150$ nm. (c) et (d) sont les spectres de transmission à travers les réseaux (a) et (b) lorsqu'ils sont successivement éclairés par une onde plane polarisée linéairement le long des axes y et x , respectivement. le mode fondamental et l'harmonique FP ($m = 0$ et $m = 1$) sont excités en (c) alors que seul le mode à la longueur d'onde de coupure ($m = 0$) est présent en (d).

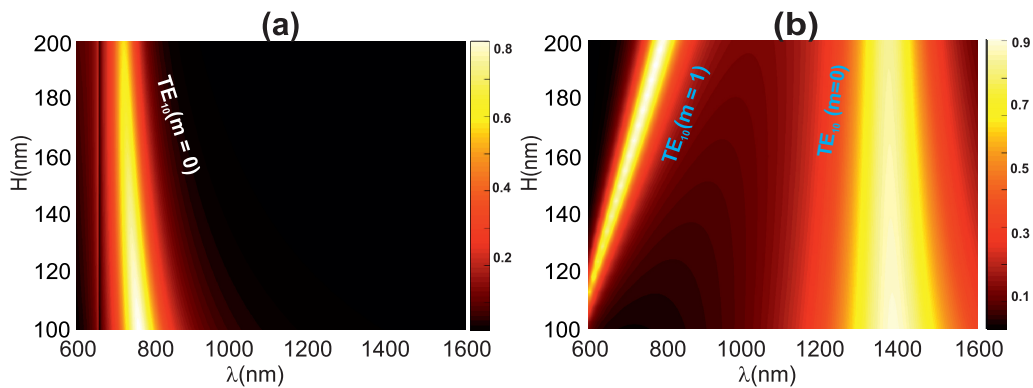


FIGURE 4.5 – Spectres de transmission à travers la structure définie dans la figure 4.1 avec $P = 350$ nm, $L_x = 300$ nm, $L_y = 200$ nm et $w = 60$ nm. L'onde plane incidente est polarisée suivant x dans (a) et suivant y dans (b).

pic de l'harmonique FP ($m = 1$) est fortement affecté par la valeur de l'épaisseur du métal. La position spectrale des deux pics associés aux longueurs d'onde de coupure du mode guidé ($m = 0$) reste assez constante. Cette sensibilité de l'harmonique FP à la variation de l'épaisseur du métal sera exploitée pour ajuster la valeur de la phase. D'après la figure 4.5, on peut voir que pour une couche métallique d'une

épaisseur comprise entre $H = 150$ nm et $H = 200$ nm, les deux pics associés à la première harmonique FP ($m = 1$) de l'ouverture rectangulaire parallèle à l'axe x et le mode fondamental TE_{10} ($m = 0$) de l'ouverture rectangulaire parallèle à l'axe des y présentent un chevauchement significatif autour de $\lambda = 700$ nm.

Une analyse plus précise et plus quantitative de cette zone de chevauchement permettra de déterminer les valeurs de l'épaisseur fournissant les différences de phase de $\Delta\phi = \pi$ et $\Delta\phi = \pi/2$.

Les résultats numériques sont montrés sur la figure 4.6 sous la forme d'un diagramme donnant la valeur de la $\Delta\phi$ en fonction de λ et H . La ligne noire en pointillés indique les couples (λ, H) pour lesquels les intensités de transmission des deux cavités sont égales ($t_{xx}=t_{yy}$), tandis que la ligne verte continue correspond à $\Delta\phi = -\pi$ et la ligne bleue continue correspond à $\Delta\phi = -\pi/2$.

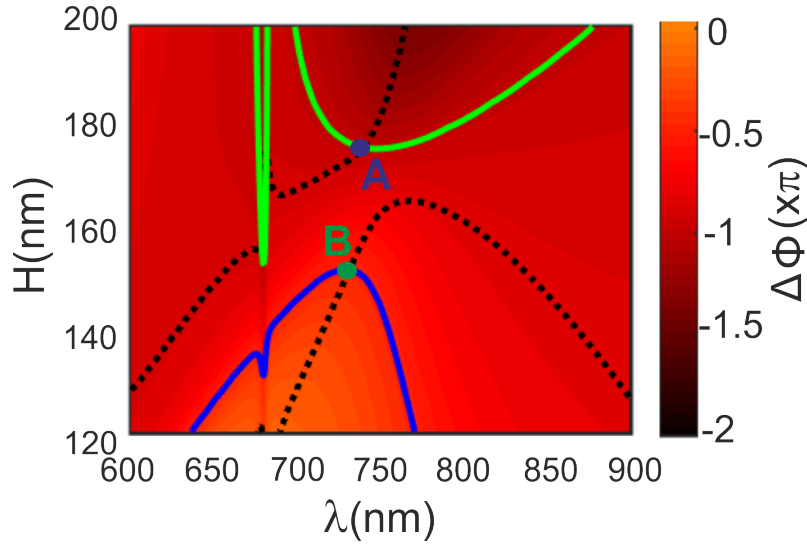


FIGURE 4.6 – Diagramme de la différence de phase $\Delta\phi = \phi_{yy} - \phi_{xx}$ en fonction de l'épaisseur du métal H et de la longueur d'onde λ . La ligne verte continue correspond à $\Delta\phi = -\pi$, la ligne bleue continue correspond à $\Delta\phi = -\pi/2$ et la ligne noire pointillée correspond aux couples (λ, H) qui remplissent $|t_{xx}| = |t_{yy}|$. Le point d'intersection A correspond alors au cas de lame demi-onde et le point B au cas d'une lame quart d'onde. Les paramètres géométriques de la structure sont $P = 350$ nm, $L_x = 300$ nm, $L_y = 200$ nm and $w = 60$ nm.

4.2.3 Caractérisation de la lame demi-onde

Rappelons que les conditions à remplir pour une lame demi-onde (HWP) sont : une transmission importante et égale pour les deux états de polarisation x et y ainsi qu'une $\Delta\phi = \pm\pi$. Ces deux conditions peuvent être formellement énoncées par :

$$|t_{xx}| = |t_{yy}| \quad \text{et} \quad \phi_{yy} - \phi_{xx} = \pm\pi \quad (4.1)$$

Le point A (cercle bleu) de la figure 4.6, qui est l'intersection des courbes en ligne noire pointillée et en ligne verte continue, correspond alors au cas d'une HWP dont le déphasage est $\Delta\phi = -\pi$. Du point A, Nous avons tracés les spectres de transmission en amplitude et les phase : $|t_{xx}|$, $|t_{yx}|$, ϕ_{xx} et $|t_{yy}|$, $|t_{xy}|$, ϕ_{yy} qui sont respectivement représentés sur la figure 4.7(a et b) pour une épaisseur $H = 175$ nm. Nous constatons immédiatement que les termes de dépolarisation ($|t_{yx}|$ et $|t_{xy}|$) sont négligeables devant les termes $|t_{xx}|$ et $|t_{yy}|$.

A partir de la figure 4.7, on obtient $A(H_A = 175$ nm ; $\lambda_A = 737$ nm) pour lequel la matrice de Jones t_A (donnée par l'équation 1.15) est égale à :

$$t_A = t(H_A = 175 \text{ nm}, \lambda_A = 737 \text{ nm}) = \begin{pmatrix} t_{xx} & t_{xy} \\ t_{yx} & t_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.779 & 0.001e^{i0.587\pi} \\ 0.003e^{i0.78\pi} & 0.782e^{-i0.98\pi} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Comme prévu, les deux termes diagonaux ont presque la même amplitude de 0,78

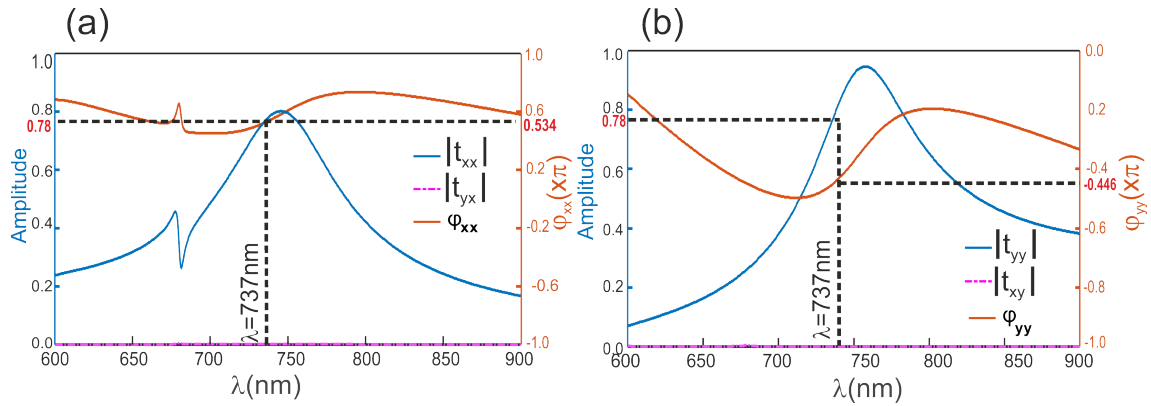


FIGURE 4.7 – (a) $|t_{xx}|$, $|t_{yx}|$ et $|\phi_{xx}|$ pour une onde plane incidente polarisé E_x , (b) $|t_{yy}|$, $|t_{xy}|$ et $|\phi_{yy}|$ pour une onde plane incidente polarisé E_y . $P = 350$ nm, $L_x = 300$ nm, $L_y = 200$ nm, $w = 60$ nm et $H = 175$ nm.

et une différence de phase de $\Delta\phi = -0,98\pi$. Les éléments non diagonaux $|t_{yx}|$ et $|t_{xy}|$ de la matrice de Jones sont très petits par rapport aux termes diagonaux. Cela reflète un couplage très faible entre les ouvertures et rend la lame proposée plus proche d'une lame demi-onde parfaite. La biréfringence associée est estimée par son expression classique $\Delta n = \frac{\lambda_A \Delta\phi}{2\pi H_A}$ à 2.1 correspondant à une valeur extraordinaire par rapport à la biréfringence naturelle ($\Delta n_{quartz} < 1 \times 10^{-2}$ dans le domaine visible). Lorsqu'une onde incidente est polarisée linéairement avec un angle θ compté à partir des axes de la lame demi-onde parfaite (définis par la direction des ouvertures rectangulaires, c'est-à-dire les directions Ox et Oy dans notre cas), la polarisation de l'onde transmise tourne d'un angle de 2θ et reste donc linéaire. Pour une lame demi-onde réelle, l'onde transmise aura une polarisation elliptique. Par conséquent, l'écart entre une lame demi-onde parfaite et une lame demi-onde réelle peut être

caractérisé par deux quantités : l'ellipticité η de la polarisation de l'onde transmise et l'erreur sur la direction de l'axe de l'ellipse δ . Ces deux grandeurs qui sont habituellement utilisées pour quantifier les propriétés des lames demi-onde [15], sont données par les équations (1.3.4 et 1.19).

Numériquement, nous avons fixé θ à 45° qui correspond au cas où l'écart est maximal. La réponse spectrale de l'onde transmise en termes d'intensité normalisée et de différence de phase sont indiquées sur la figure 4.8 pour la même structure avec $H = H_A = 175$ nm.

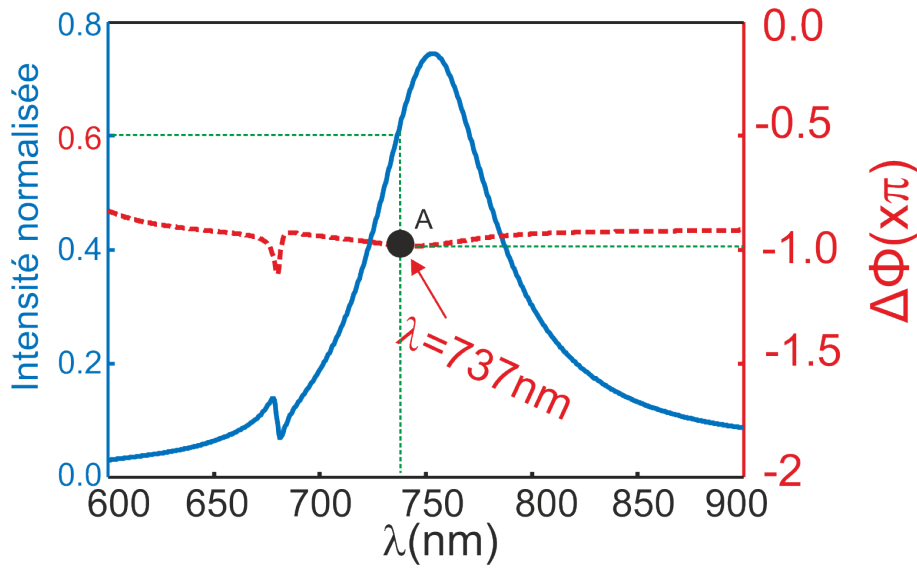


FIGURE 4.8 – Spectre de transmission (courbe bleue continue) et différence de phase (courbe rouge pointillée) dans le cas de $\theta = 45^\circ$ nm. Les paramètres géométriques sont : $P = 350$ nm, $L_x = 300$ nm, $L_y = 200$ nm, $w = 60$ nm et $H = 175$ nm.

Comme le montre cette figure où sont présentés à la fois le spectre de transmission et la différence de phase pour la même structure avec $H = 175$ nm et à la longueur d'onde de fonctionnement ($\lambda_A = 737$ nm), le coefficient de transmission est d'environ 60% et la $\Delta\phi$ est égale à -0.98π . Ces résultats sont en très bon accord avec ceux obtenus par la valeur de la matrice de Jones de transmission donnée par l'équation (4.2) démontrant, une fois de plus, le très faible couplage entre les deux ouvertures même pour $\theta = 45^\circ$ (les composantes du champ électrique incident x et y sont non nulles).

Afin d'évaluer les performances de la lame demi-onde conçue, nous avons illustré sur la figure 4.9 les propriétés de l'onde transmise en termes de polarisation et d'efficacité (intensité transmise). La figure 4.9(a) donne les variations de l'ellipticité et l'angle de déviation δ autour de la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda_A = 737$ nm. Comme le montre la 4.9(a), la valeur de l'ellipticité à $\lambda_A = 737$ nm est égale

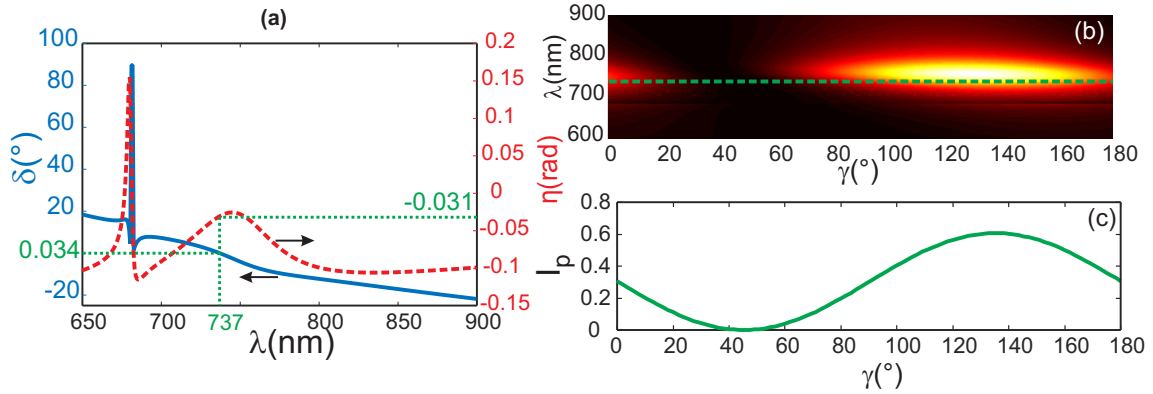


FIGURE 4.9 – (a) Propriétés de polarisation du champ transmis : la ligne bleue pleine donne l'écart δ de l'angle de rotation introduit par notre structure par rapport à celui d'une la demi-onde parfaite tandis que la ligne pointillée rouge correspond à l'ellipticité η . (b) Carte de l'intensité transmise I_p par un polariseur placé à la sortie de la structure dont l'axe fait un angle γ avec l'axe Ox . (c) Coupe transversale réalisée sur la carte en (b) à la longueur d'onde de fonctionnement λ_A démontrant la bonne précision de la lame demi-onde.

à -0.031 ce qui nous permet d'affirmer que la polarisation de l'onde transmise reste linéaire. La figure 4.9(b) correspond à la cartographie de l'intensité transmise I_p à travers un polariseur orienté suivant un angle γ par rapport à l'axe x et variant de 0 à 180° . I_p peut être simplement exprimé par $I_p = |E_{tx} \cos(\gamma)|^2 + |E_{ty} \sin(\gamma)|^2$. La figure 4.9(c) donne les variations de cette intensité en fonction de la direction du polariseur à la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda_A = 737$ nm. Comme prévu, pour $\gamma = 45^\circ$ l'intensité I_p s'éteint complètement, ce qui signifie que l'axe du polariseur est orthogonal à la direction de polarisation du champ transmis. Ce dernier doit nécessairement être parallèle à la deuxième bissectrice à $\beta = -45^\circ$, ce qui correspond à un angle de rotation total de la polarisation de 2θ . Notons que le rapport d'extinction par le polariseur, donné par I_p^{min}/I_p^{max} , est évalué à $0,003$ ce qui correspond à une polarisation presque linéaire pour l'onde transmise.

Enfin, la figure 4.9(a) montre que pour une gamme de longueurs d'onde allant de $\lambda = 710$ nm à $\lambda = 760$ nm, l'ellipticité varie entre $\eta = -0,08$ et $\eta = -0,025$ tandis que l'angle de déviation δ change dans la gamme de $\pm 5^\circ$. Cela conduit à une bande de fonctionnement de largeur $\Delta\lambda = 50$ nm et attribue à notre structure la propriété de filtrage spectral en plus de son comportement comme une lame demi-onde efficace.

Il est important de souligner, qu'à notre connaissance, c'est pour la première fois qu'une lame demi-onde à base de modes guidés est obtenue dans la gamme du visible, et ce grâce au remplissage de l'une des deux cavité constituant le motif élémentaire par un milieu diélectrique.

4.2.4 Caractérisation de la lame quart d'onde

Dans le cas d'une lame quart d'onde (QWP), les conditions à remplir sont : une transmission importante et égale pour les deux états de polarisation x et y ainsi qu'une $\Delta\phi = \pm\pi/2$. Ces deux conditions peuvent être formellement énoncées par :

$$|t_{xx}| = |t_{yy}| \quad \text{et} \quad \phi_{yy} - \phi_{xx} = \pm\pi/2 \quad (4.3)$$

Le point B (cercle vert) de la figure 4.6 (intersection des courbes en traits bleu continu et noir pointillé) correspond au cas d'une QWP dont le déphasage est $\Delta\phi = -\pi/2$.

Du point B, Nous avons tracés les spectres de transmission en amplitude et les phases : $|t_{xx}|$, $|t_{yx}|$, ϕ_{xx} et $|t_{yy}|$, $|t_{xy}|$, ϕ_{yy} et qui sont respectivement représentés sur la figure 4.10(a et b) pour une épaisseur $H = 155$ nm. Nous constatons que pour ces lames aussi, les termes de dépolarisation ($|t_{yx}|$ et $|t_{xy}|$) sont négligeables devant les termes $|t_{xx}|$ et $|t_{yy}|$.

A partir de cette figure, on obtient la condition de fonctionnement de la QWP

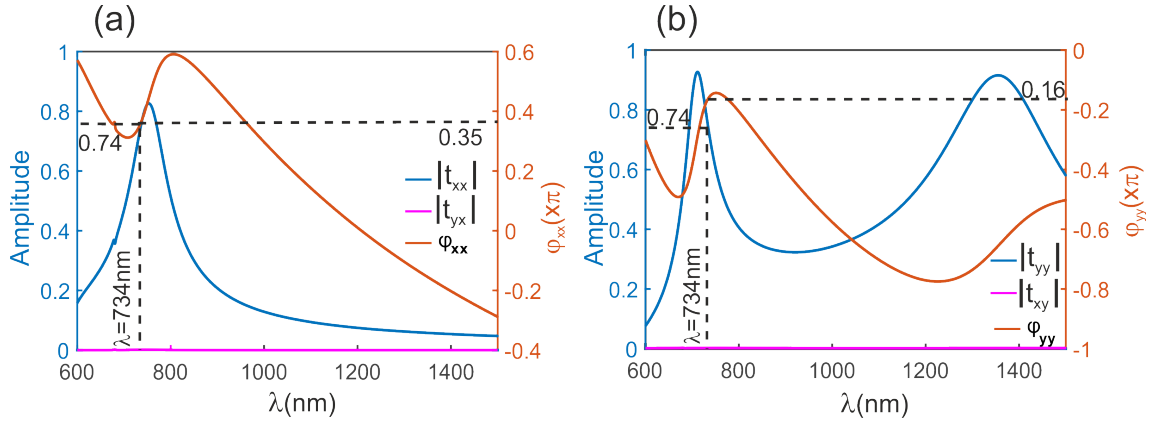


FIGURE 4.10 – (a) $|t_{xx}|$, $|t_{yx}|$ et $|\phi_{xx}|$ pour une onde plane incidente polarisé E_x , (b) $|t_{yy}|$, $|t_{xy}|$ et $|\phi_{yy}|$ pour une onde plane incidente polarisé E_y . $P = 350$ nm, $L_x = 300$ nm, $L_y = 200$ nm, $w = 60$ nm et $H = 155$ nm.

$B(H_B = 155$ nm ; $\lambda_B = 734$ nm), et par conséquent, nous exprimerons les propriétés de transmission de l'ensemble de la structure à travers la matrice de transmission de Jones t_B :

$$t_B = t(H_B = 155 \text{ nm}, \lambda_B = 734 \text{ nm}) = \begin{pmatrix} t_{xx} & t_{xy} \\ t_{yx} & t_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.74 & 0.0004e^{i0.4\pi} \\ 0.0012e^{i0.279\pi} & 0.74e^{-i0.51\pi} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Comme cela est explicité dans la matrice de Jones, les termes non diagonaux sont négligeables à la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda = 734$ nm, ce qui correspond

à un faible couplage entre les deux cavités.

La structure proposée est par la suite illuminée par une onde électromagnétique polarisée à 45° et le spectre de transmission ainsi que la différence de phase sont représentés sur la figure 4.11. Nous pouvons constater qu'à la longueur d'onde 734 nm, la différence de phase est égale à $-\pi/2$ (condition de fonctionnement d'une lame quart d'onde) et la transmission associée est de 54%. Celle-ci étant la contribution du mode fondamental TE_{10} de la petite cavité et de sa première harmonique associée à la grande cavité. La biréfringence de la lame proposée est estimée à 1.18.

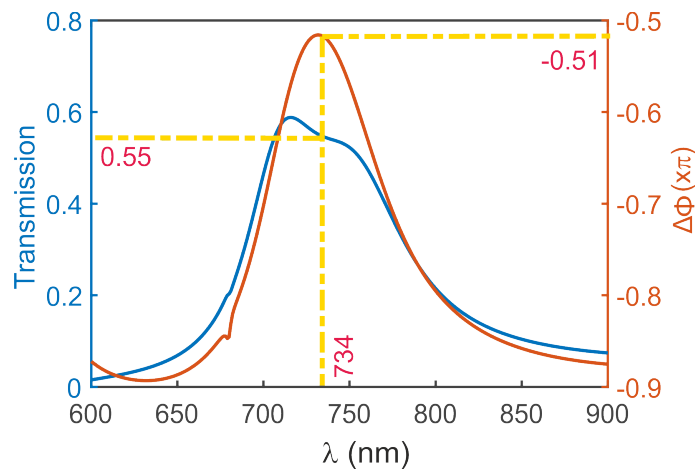


FIGURE 4.11 – Spectre de transmission (courbe continue bleue) et différence de phase (courbe continue rouge) dans le cas de $\theta = 45^\circ$. Les paramètres géométriques sont : $P = 350$ nm, $L_x = 300$ nm, $L_y = 200$ nm, $w = 60$ nm et $H = 155$ nm.

Les résultats des calculs de l'ellipticité η en fonction de λ sont donnés dans la figure 4.12. A la longueur d'onde de fonctionnement de la lame (QWP) $\lambda = 734$ nm, l'ellipticité est estimée à $\eta = -0.758$ rad. Cette valeur indique que l'état de la polarisation de l'onde émergente est circulaire à 0.027 rad près.

4.3 Conception de lames d'onde à base de cavités rectangulaires et coaxiales inclinées

Dans cette section une autre géométrie est étudiée afin d'obtenir des lames à retard (demi et quart d'onde) fonctionnelles dans le domaine du proche infrarouge. Les étapes d'optimisation réalisées dans le cas des ouvertures rectangulaires sont reprises dans cette présente section.

Cette nano-structure (voir figure 4.1) consiste en un réseau bi-périodique (2D) combinant une ouverture rectangulaire et une autre coaxiale, gravées dans une couche

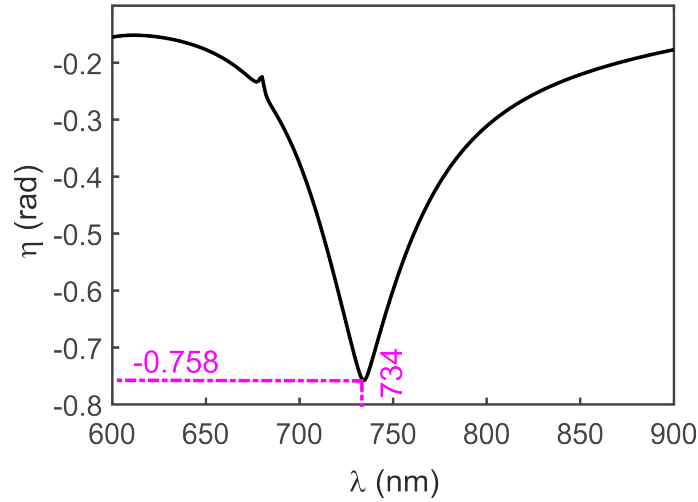


FIGURE 4.12 – Spectre de l’ellipticité η de la polarisation du champ émergent de la lame quart d’onde illuminée par une onde plane polarisée linéairement à $\theta = 45^\circ$ de l’axe des x . Les paramètres géométriques sont : $P = 350$ nm, $L_x = 300$ nm, $L_y = 200$ nm, $w = 60$ nm et $H = 155$ nm.

en argent et déposées sur un substrat de verre ($n=1.5$). La cavité coaxiale est définie par ses rayons intérieur (R_i) et extérieur (R_e) avec ($R_e > R_i$), l’élargissement de la partie métallique de l’âme du coax (h) ainsi que son angle d’inclinaison (α) par rapport à l’axe z . L’ouverture rectangulaire est définie par sa longueur (L) et sa largeur (w). L’épaisseur de l’Ag est notée H et la période de la structure le long des directions x et y est notée P .

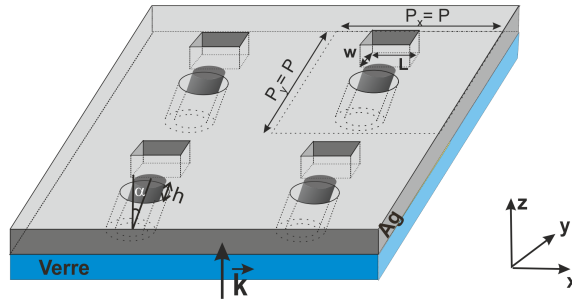


FIGURE 4.13 – Schéma de la lame proposée qui consiste en un réseau bi-périodique avec deux ouvertures rectangulaire et coaxiale inclinée par période gravées dans une couche d’Ag (gris) d’épaisseur H et déposé sur un substrat de verre (bleu). Les paramètres structurels sont notés sur le schéma.

Nous avons calculé les spectres de transmission en considérant la structure illustrée sur la figure 4.13 en faisant varier l’épaisseur du film métallique pour les deux directions de polarisation (Ox et Oy) de l’onde incidente, et dont les paramètres géométriques sont : $P = 650$ nm, $R_e = 150$ nm, $R_i = 100$ nm, $h = 50$ nm, $\alpha = 40^\circ$, $L = 500$ nm et $w = 150$ nm. Ces calculs ont montré que les deux modes qui nous in-

téressent à savoir $TE_{10}(m=0)$ de la cavité rectangulaire et $TEM(m=2)$ de la cavité coaxiale inclinée présentent un recouvrement dans la gamme spectrale [1100; 1650] nm lorsque l'épaisseur de la couche métallique H est comprise entre 390 nm et 490 nm.

Dans cette zone de recouvrement, nous avons calculé la différence de phase ($\Delta\phi$) entre les composantes orthogonales du champ électrique transmis (éléments diagonaux de la matrice de Jones) que nous avons représenté sur la figure 4.14 et sur laquelle nous avons superposé le contour d'égalité de ces éléments. La valeur particulière du déphasage $\Delta\phi = -\pi$ est mise en valeur par la couleur verte. Le point de fonctionnement pour la lame demi-onde est indiquée par la lettre A.

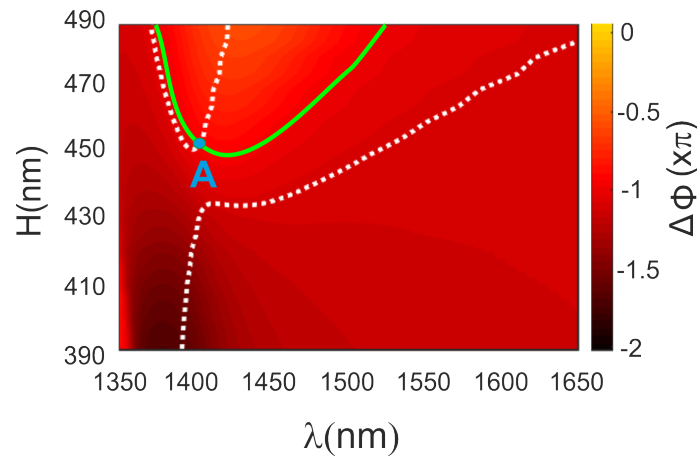


FIGURE 4.14 – Diagramme de la différence de phase $\Delta\phi = \phi_{yy} - \phi_{xx}$ en fonction de l'épaisseur du métal H et de la longueur d'onde λ . La ligne continue verte correspond à $\Delta\phi = -\pi$ et la ligne blanche pointillée correspond aux couples (λ, H) qui remplissent $|t_{xx}| = |t_{yy}|$. Le point d'intersection A correspond alors au cas de lame demi-d'onde. Les paramètres géométriques de la structure sont $P = 650$ nm, $R_e = 150$ nm, $R_i = 100$ nm, $h = 50$ nm, $\alpha = 40^\circ$, $L = 500$ nm et $w = 150$ nm.

Dans un second cas nous avons considéré d'autres paramètres géométriques pour obtenir une QWP, les paramètres géométriques sont : $P = 650$ nm, $R_e = 180$ nm, $R_i = 100$ nm, $h = 50$ nm, $\alpha = 30^\circ$, $L = 550$ nm et $w = 150$ nm. Les deux modes qui nous intéressent à présent sont le $TE_{10}(m=0)$ de la cavité rectangulaire et $TEM(m=1)$ de la cavité coaxiale inclinée, ces modes présentent un recouvrement dans la gamme spectrale [1200; 1650] nm lorsque les valeurs de l'épaisseur de la couche métallique H est comprise entre 190 nm et 290 nm.

Dans cette zone de recouvrement, la figure 4.15 montre un déphasage de $\Delta\phi = -\pi/2$ mis en valeur par la couleur bleue. Le point de fonctionnement pour la lame quart d'onde est indiqué par la lettre B.

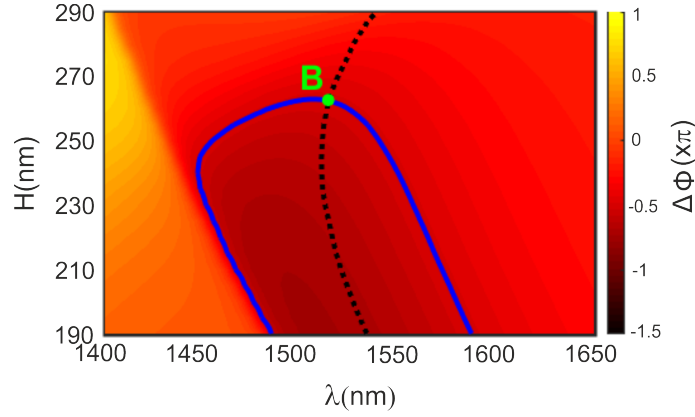


FIGURE 4.15 – Diagramme de la différence de phase $\Delta\phi = \phi_{yy} - \phi_{xx}$ en fonction de l'épaisseur du métal H et de la longueur d'onde λ . La ligne bleue continue correspond à $\Delta\phi = -\pi/2$ et la ligne noire pointillée correspond aux couples (λ, H) qui remplissent $|t_{xx}| = |t_{yy}|$. Le point d'intersection B correspond alors au cas de lame quart d'onde. Les paramètres géométriques de la structure sont $P = 650$ nm, $R_e = 180$ nm, $R_i = 100$ nm, $h = 50$ nm, $\alpha = 30^\circ$, $L = 550$ nm et $w = 150$ nm.

4.3.1 Caractérisation de la lame demi-onde

Sur la figure 4.16(a et b), nous avons tracé les éléments $(|t_{xx}|, |t_{yx}|$ et $\phi_{xx})$ et $(|t_{yy}|, |t_{xy}|$ et $\phi_{yy})$ respectivement en fonction de la longueur d'onde pour une épaisseur $H = 450$ nm. De cette figure, nous avons déduit la matrice de Jones associée à la HWP fonctionnel à la longueur d'onde $\lambda = 1400$ nm :

$$t_A = t(H_A = 450 \text{ nm}, \lambda_A = 1400 \text{ nm}) = \begin{pmatrix} 0.7817 & 0.0267e^{i0.9809\pi} \\ 0.028e^{i0.328\pi} & 0.7745e^{-i1.006\pi} \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

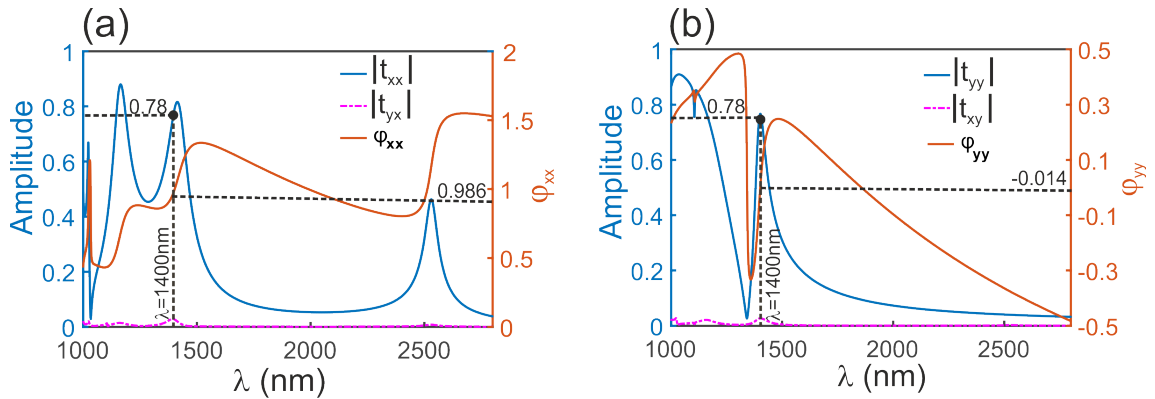


FIGURE 4.16 – Amplitudes des éléments de la matrice de Jones de transmission et des phases des éléments diagonaux de la lame proposée. (a) $|t_{xx}|, |t_{yx}|$ et ϕ_{xx} pour une onde plane incidente polarisée E_x , (b) $|t_{yy}|, |t_{xy}|$ et ϕ_{yy} pour une onde plane incidente polarisée E_y . Les paramètres géométriques : $P = 650$ nm, $R_e = 150$ nm, $R_i = 100$ nm, $h = 50$ nm, $\alpha = 40^\circ$, $L = 500$ nm, $w = 150$ nm et $H = 450$ nm.

A partir des amplitudes transmises $|t_{xx}| = |t_{yy}| = 78\%$, nous avons estimé la transmission à 60%. Les éléments non-diagonaux $|t_{yx}|$ et $|t_{xy}|$ de cette matrice sont très petits devant les termes diagonaux, ce qui traduit un très faible couplage entre les cavités et rend la lame proposée plus proche d'un HWP idéal. La biréfringence qui lui est associée est de 1.55.

Nous avons éclairé notre lame avec une onde polarisée linéairement à $\theta = 45^\circ$. La figure 4.17 comporte le spectre de transmission et la $\Delta\phi$ en fonction de la longueur d'onde. Au point de fonctionnement $\lambda = 1400$ nm, la transmission est évaluée à 58% et la $\Delta\phi = -1.006\pi$ ce qui est conforme aux résultats de la matrice de Jones de transmission donnés par l'équation 4.5.

Dans la figure 4.18 nous avons évalué les performances de la HWP. Sur cette figure

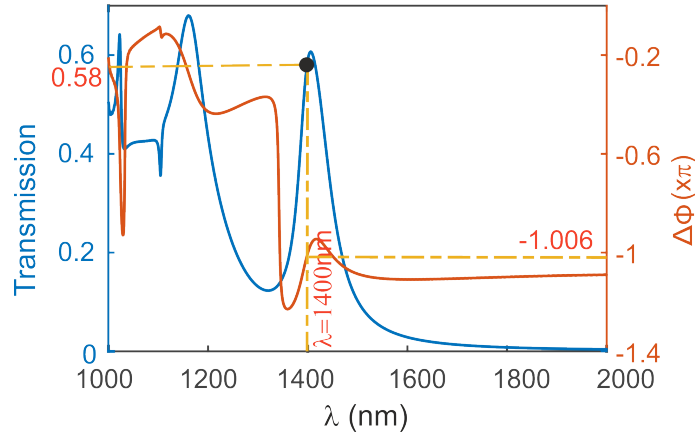


FIGURE 4.17 – Spectre de transmission (courbe continue bleue) et différence de phase (courbe continue rouge) dans le cas de $\theta = 45^\circ$. Les paramètres géométriques des ouvertures sont : $P = 650$ nm, $R_e = 150$ nm, $R_i = 100$ nm, $h = 50$ nm, $\alpha = 40^\circ$, $L = 500$ nm, $w = 150$ nm et $H = 450$ nm.

sont données les variations de l'ellipticité et de l'angle de déviation δ autour de la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda = 1400$ nm. Comme le montre la figure 4.18, la valeur de l'ellipticité à $\lambda = 1400$ nm est égale à 0.009 rad, cette valeur permet de s'assurer que la polarisation reste presque linéaire. Quant à la déviation δ elle est estimée à 1.004° ce qui veut dire que le plan de polarisation a été tourné de 2θ .

4.3.2 Caractérisation de la lame quart onde

A la longueur de fonctionnement correspondant au point B sur la figure 4.15, nous avons tracé les spectres de transmission et de phase. $|t_{xx}|$, $|t_{yx}|$ et $|\phi_{xx}|$ sur la figure 4.19(a) et $|t_{yy}|$, $|t_{xy}|$ et $|\phi_{yy}|$ sur la figure 4.19(b).

De ces spectres nous avons déduit la matrice de Jones de transmission t_B :

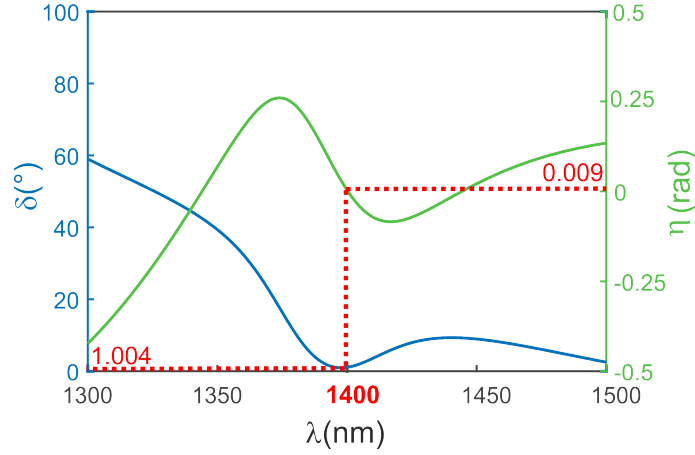


FIGURE 4.18 – Propriétés de polarisation du champ transmis : la ligne continue bleue donne l'écart δ de l'angle de rotation introduit par notre structure par rapport à celui d'une HWP parfaite tandis que la ligne verte correspond à l'ellipticité η . Les paramètres géométriques des ouvertures sont : $P = 650$ nm, $R_e = 150$ nm, $R_i = 100$ nm, $h = 50$ nm, $\alpha = 40^\circ$, $L = 500$ nm, $w = 150$ nm et $H = 450$ nm.

$$t_B = t(H_B = 265 \text{ nm}, \lambda_B = 1515 \text{ nm}) = \begin{pmatrix} 0.6803 & 0.0058e^{i0.5291\pi} \\ 0.0057e^{i0.2544\pi} & 0.6718e^{-i0.4804\pi} \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

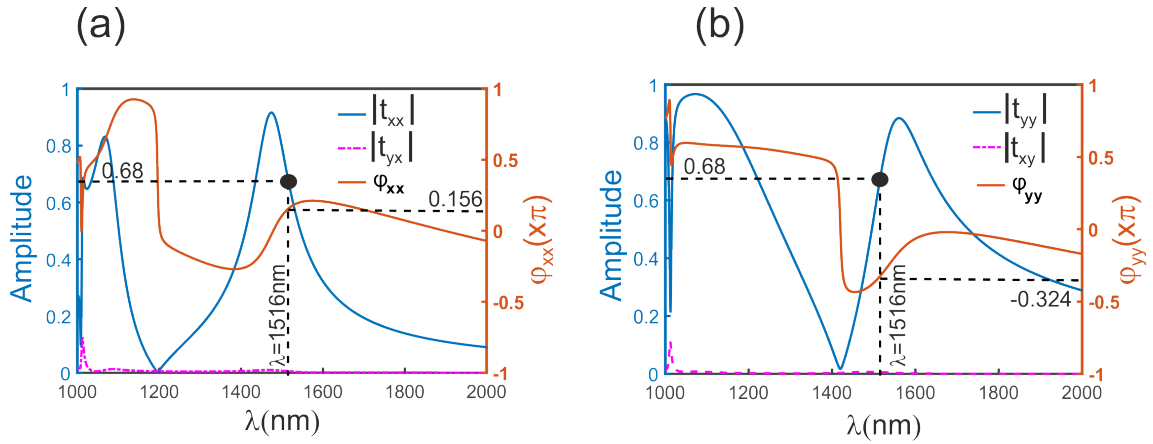


FIGURE 4.19 – Amplitudes des éléments de la matrice de Jones de transmission et des phases des éléments diagonaux de la lame proposée. (a) $|t_{xx}|$, $|t_{yx}|$ et $|\phi_{xx}|$ pour une onde plane incidente polarisée E_x , (b) $|t_{yy}|$, $|t_{xy}|$ et $|\phi_{yy}|$ pour une onde plane incidente polarisée E_y . Les paramètres géométriques des ouvertures sont : $P = 650$ nm, $R_e = 180$ nm, $R_i = 100$ nm, $h = 50$ nm, $\alpha = 30^\circ$, $L = 550$ nm, $w = 150$ nm et $H = 265$ nm.

Comme indiqué précédemment, les termes non diagonaux tendent vers 0, ce qui reflète que notre QWP s'approche d'une lame parfaite. La transmission est estimée à 46% et la biréfringence à 1.43 (voir figure 4.20).

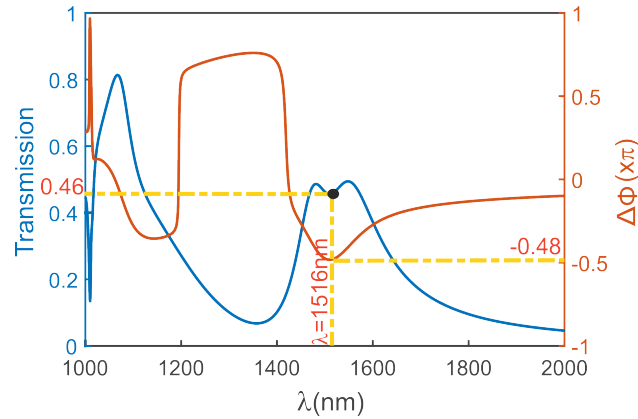


FIGURE 4.20 – Spectre de transmission (courbe continue bleue) et différence de phase (courbe continue rouge) dans le cas de $\theta = 45^\circ$. Les paramètres géométriques sont : $P = 650$ nm, $R_e = 180$ nm, $R_i = 100$ nm, $h = 50$ nm, $\alpha = 30^\circ$, $L = 550$ nm, $w = 150$ nm et $H = 265$ nm.

De la figure 4.21 on déduit que lorsque l'onde incidente est polarisée à $\theta = 45^\circ$ de l'axe x , l'ellipticité vaut $\eta = -0.754$ rad correspondant à une polarisation quasi circulaire.

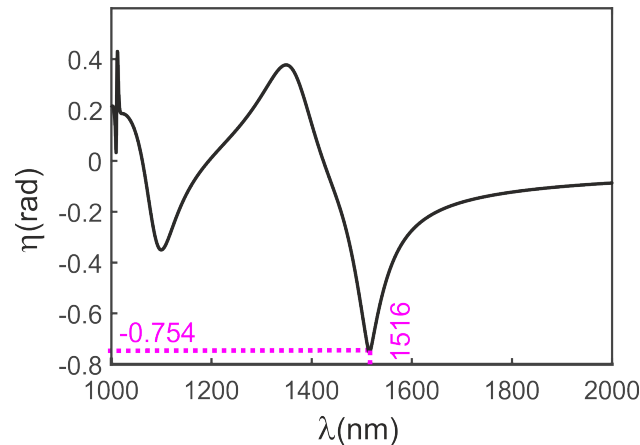


FIGURE 4.21 – Spectre de l'ellipticité η de la polarisation du champ émergent de la lame quart d'onde illuminée par une onde plane polarisée linéairement à $\theta = 45^\circ$ de l'axe des x . Les paramètres géométriques des ouvertures sont : $P = 650$ nm, $R_e = 180$ nm, $R_i = 100$ nm, $h = 50$ nm, $\alpha = 30^\circ$, $L = 550$ nm, $w = 150$ nm et $H = 265$ nm.

4.4 Conception de lame d'onde à base de cavités rectangulaires et coaxiales en forme de 'C'

La structure considérée est schématisée sur la figure 4.22. Cette lame proposée consiste en un réseau bi-périodique (2D) combinant une ouverture rectangulaire et

une ouverture annulaire en forme de 'C', gravées dans une couche en argent et déposée sur un substrat de verre ($n=1.5$). L'ouverture annulaire en forme de 'C' est définie par ses rayons intérieur (R_i) et extérieur (R_e) ainsi que par sa partie métallique additionnelle notée A . Un rectangle allongé suivant la direction y de longueur L et de largeur w . L'épaisseur de l'Ag est notée H et la période de la structure le long des directions x et y est définie par P .

Cette disposition confère une brisure de symétrie suivant le plan transverse. Le

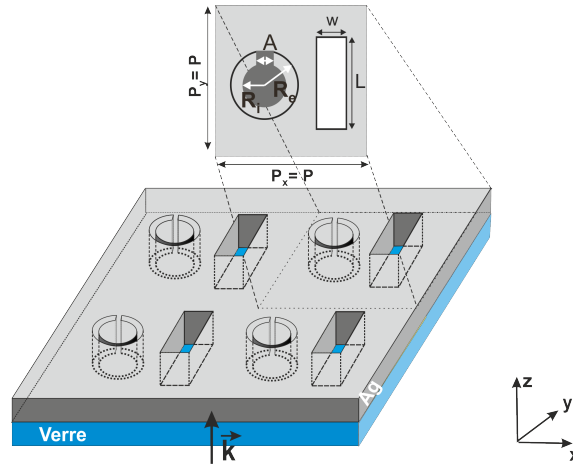


FIGURE 4.22 – Schéma de la lame proposée qui consiste en un réseau bi-périodique avec deux ouvertures rectangulaire et coaxiale en forme de 'C' par période gravées dans une couche d'Ag (gris) d'épaisseur H et déposée sur un substrat de verre (bleu). Une vue de dessus d'une période est donnée en haut de la figure donnant tous les paramètres structurels.

champ électrique polarisé E_y permet d'exciter l'harmonique du mode TE_{10} ($m=1$) de la cavité coaxiale en forme de 'C' et le champ électrique polarisé E_x permet l'excitation du mode TE_{10} de la cavité rectangulaire. Nous avons fixé les paramètres géométriques comme suit : $P = 600$ nm, $L = 500$ nm, $w = 100$ nm, $R_i = 50$ nm, $R_e = 170$ nm et $A = 80$ nm.

Nous avons représenté sur la figure 4.23 la différence de phase et les amplitudes de transmission ($|t_{xx}|, |t_{yy}|$) en fonction de la longueur d'onde et de l'épaisseur de la couche métallique.

Nous avons superposé à cette figures différents contours : noir pointillé pour les couples (λ, H) d'égale amplitude $|t_{xx}| = |t_{yy}|$, vert continu pour ceux dont la différence de phase vaut $-\pi$ et en bleu continu lorsque la différence de phase vaut $-\pi/2$. Les points de fonctionnement des lames demi-onde et quart d'onde sont indiqués par les lettres A et B respectivement.

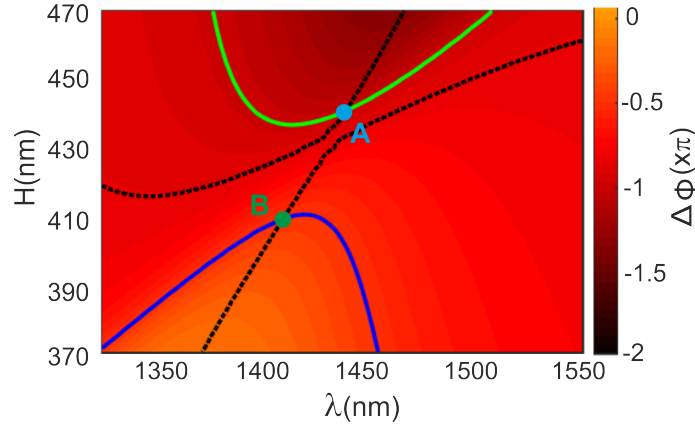


FIGURE 4.23 – Diagramme de la différence de phase $\Delta\phi = \phi_{yy} - \phi_{xx}$ en fonction de l'épaisseur du métal H et de la longueur d'onde λ . La ligne verte continue correspond à $\Delta\phi = -\pi$ et la ligne noire pointillée correspond aux couples (λ, H) qui remplissent $|t_{xx}| = |t_{yy}|$. Le point d'intersection A correspond alors au cas d'une lame demi-onde et le point B au cas d'une lame quart d'onde. Les paramètres géométriques de la structure sont : $P = 600$ nm, $L = 500$ nm, $w = 100$ nm, $R_i = 50$ nm, $R_e = 170$ nm et $A = 80$ nm.

4.4.1 Caractérisation de la lame demi-onde

Du point A correspondant à une lame demi-onde, nous avons tracé les spectres des amplitudes et des phases. La figure 4.24(a) dans le cas de la polarisation E_x et la figure 4.24(b) dans le cas d'une polarisation E_y .

La matrice de Jones de transmission t_A est alors donnée comme suit :

$$t_A = t(H_A = 440 \text{ nm}, \lambda_A = 1438 \text{ nm}) = \begin{pmatrix} 0.795 & 0.008e^{-i0.36\pi} \\ 0.017e^{i0.827\pi} & 0.796e^{-i0.997\pi} \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Des figures 4.24 et 4.25, on déduit que pour la lame demi-onde ($\Delta\phi = -\pi$) fonctionnant à $\lambda = 1438$ nm, la transmission est de 62%.

En considérant une onde incidente linéaire polarisée à $\theta = 45^\circ$, nous avons rapporté sur la figure 4.26 l'ellipticité η et l'angle de déviation δ .

A la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda = 1438$ nm, la valeur de η est de 0.001 rad ce qui implique que l'onde émergente reste linéaire après la traversée de la lame. Tandis que la valeur absolue de l'angle de déviation vaut $\delta = 0.03^\circ$ ce qui nous assure que l'onde émergente a effectué une rotation de 2θ .

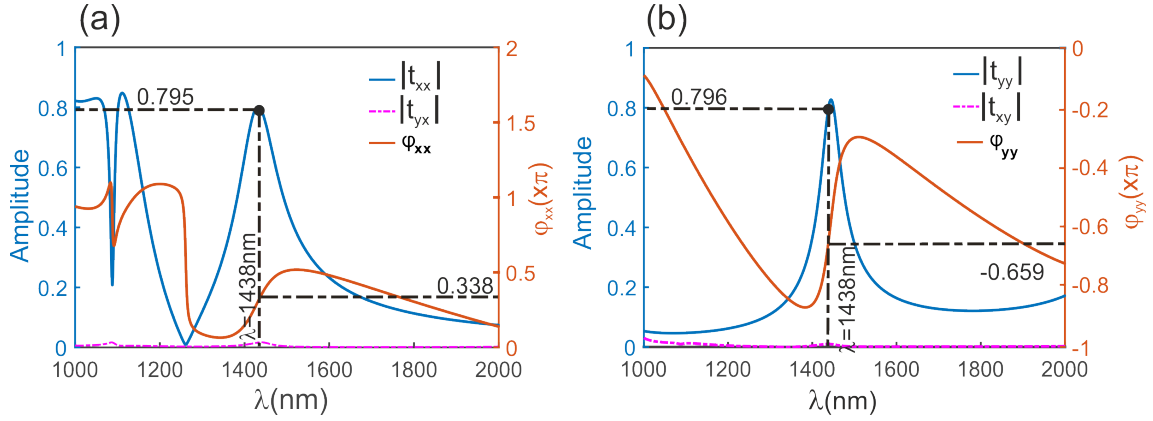


FIGURE 4.24 – Amplitudes des éléments de la matrice de Jones de transmission et des phases des éléments diagonaux de la lame proposée. (a) $|t_{xx}|$, $|t_{yx}|$ et $|\phi_{xx}|$ pour une onde plane incidente polarisée E_x , (b) $|t_{yy}|$, $|t_{xy}|$ et $|\phi_{yy}|$ pour une onde plane incidente polarisée E_y . Les paramètres géométriques : $P = 600$ nm, $L = 500$ nm, $w = 100$ nm, $R_i = 50$ nm, $R_e = 170$ nm, $A = 80$ nm et $H = 440$ nm.

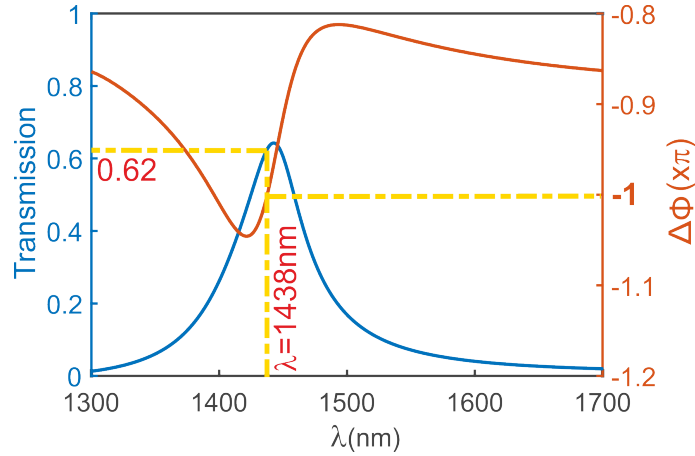


FIGURE 4.25 – Spectre de transmission (courbe continue bleue) et différence de phase (courbe continue rouge) dans le cas de $\theta = 45^\circ$. Les paramètres géométriques : $P = 600$ nm, $L = 500$ nm, $w = 100$ nm, $R_i = 50$ nm, $R_e = 170$ nm, $A = 80$ nm et $H = 440$ nm.

4.4.2 Caractérisation de la lame quart d'onde

La matrice de Jones de transmission déduite de la figure 4.27 est donnée ci-dessous :

$$t_B = t(H_B = 410 \text{ nm}, \lambda_B = 1411 \text{ nm}) = \begin{pmatrix} 0.694 & 0.014e^{-i0.341\pi} \\ 0.011e^{i0.679\pi} & 0.697e^{-i0.502\pi} \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Le coefficient de transmission est évalué à $T = 48\%$ de la matrice de Jones ($T = |t_{xx} \cos(45^\circ)|^2 + |t_{yy} \sin(45^\circ)|^2$) et du spectre de transmission lorsque la lame est éclairée en incidence normale polarisée à $\theta = 45^\circ$ (voir figure 4.28).

Sur la figure 4.29 nous avons rapporté les résultats de calcul de l'ellipticité en

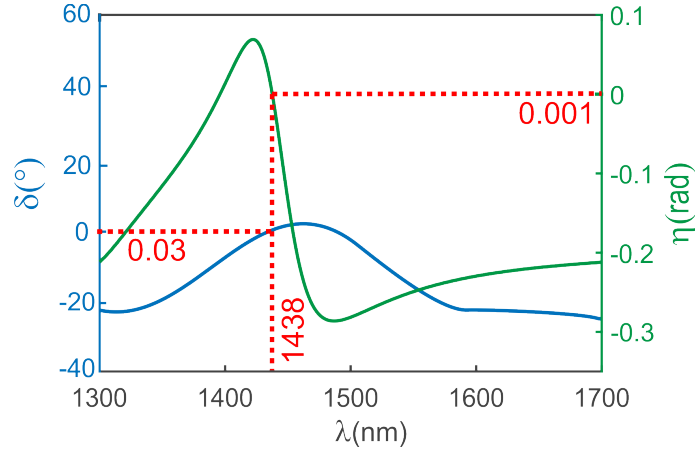


FIGURE 4.26 – Propriétés de polarisation du champ transmis : la ligne continue en bleu donne l'écart δ de l'angle de rotation introduit par notre structure par rapport à celui d'une HWP parfaite tandis que la ligne verte correspond à l'ellipticité η . Les paramètres géométriques : $P = 600$ nm, $L = 500$ nm, $w = 100$ nm, $R_i = 50$ nm, $R_e = 170$ nm, $A = 80$ nm et $H = 440$ nm.

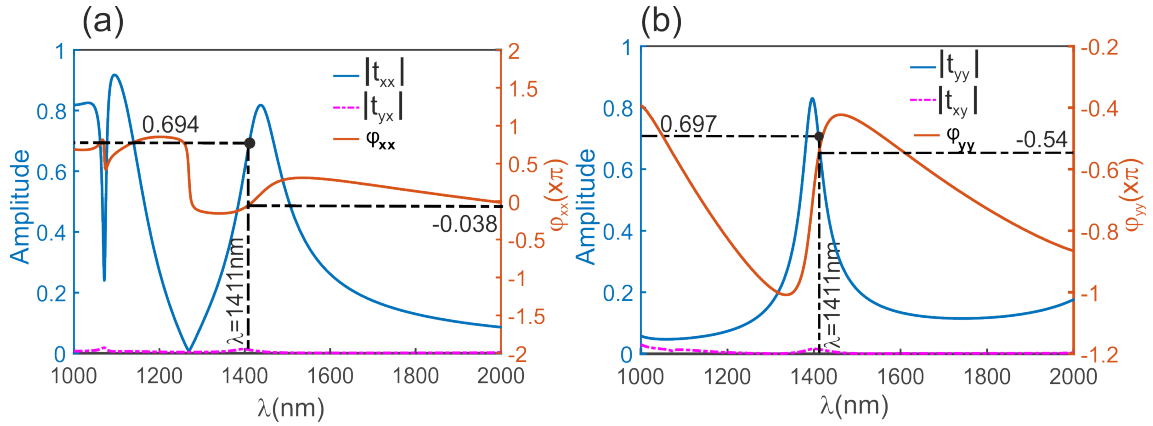


FIGURE 4.27 – Amplitudes des éléments de la matrice de Jones de transmission et des phases des éléments diagonaux de la lame proposée. (a) $|t_{xx}|$, $|t_{yx}|$ et $|\phi_{xx}|$ pour une onde plane incidente polarisée E_x , (b) $|t_{yy}|$, $|t_{xy}|$ et $|\phi_{yy}|$ pour une onde plane incidente polarisée E_y . Les paramètres géométriques : $P = 600$ nm, $L = 500$ nm, $w = 100$ nm, $R_i = 50$ nm, $R_e = 170$ nm, $A = 80$ nm et $H = 410$ nm.

fonction de la longueur d'onde. A la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda = 1411$ nm l'ellipticité vaut $\eta = -0.766$ rad, confirmant ainsi que l'onde émergent de la lame est de polarisation circulaire.

4.5 Conclusion

A base de méta-matériaux biréfringents, nous avons conçu numériquement des lames à retard très compactes dans le domaine optique en exploitant trois différentes configurations. L'anisotropie géométrique est induite par la rupture de symétrie dans

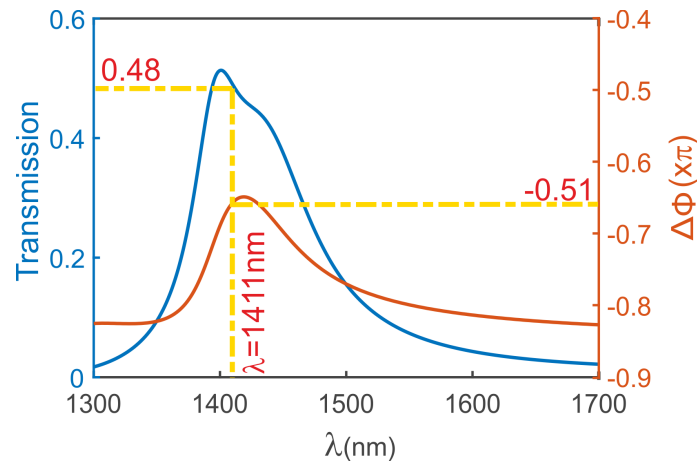


FIGURE 4.28 – Spectre de transmission (courbe continue bleue) et différence de phase (courbe continue rouge) dans le cas de $\theta = 45^\circ$. Les paramètres géométriques : $P = 600$ nm, $L = 500$ nm, $w = 100$ nm, $R_i = 50$ nm, $R_e = 170$ nm, $A = 80$ nm et $H = 410$ nm.

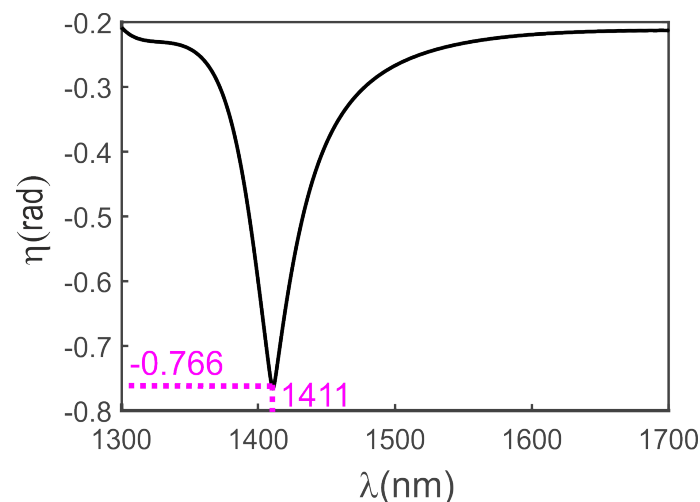


FIGURE 4.29 – Spectre de l'ellipticité η de la polarisation du champ émergent de la lame quart d'onde illuminée par une onde plane polarisée linéairement à $\theta = 45^\circ$ de l'axe des x . Les paramètres géométriques : $P = 600$ nm, $L = 500$ nm, $w = 100$ nm, $R_i = 50$ nm, $R_e = 170$ nm, $A = 80$ nm et $H = 410$ nm.

le plan transverse de la structure.

Dans un premier temps, nous avons considéré un réseau dont le motif élémentaire est constitué de deux cavités rectangulaires disposées de façon perpendiculaire l'une par rapport à l'autre. Deux lames demi-onde et quart d'onde ont été obtenues dans le domaine visible (longueur d'onde de fonctionnement $\lambda = 737$ nm et $\lambda = 734$ nm, respectivement). La lame demi-onde est une première à base de modes guidés à fonctionner dans la gamme du visible et ce en ayant recours au remplissage de l'une des deux cavité par un milieu diélectrique. Ce procédé a permis de ramener la première harmonique du mode fondamental de la cavité remplie vers le fondamental

de la seconde tout en maintenant l'épaisseur de la structure très faible. Cette lame est caractérisée par une transmission efficace de 60% et une biréfringence géante d'environ $\Delta n = 2.1$. Quand à la quart d'onde sa transmission est estimée à 53% et sa biréfringence à $\Delta n = 1.18$.

Une autre structure arrangée périodiquement combinant une ouverture rectangulaire et une ouverture annulaire a été étudiée. Deux lames ont été ainsi conçues dans le domaine du proche-infrarouge. La lame demi-onde fonctionnelle à la longueur d'onde $\lambda = 1400$ nm présente une transmission de 60% et une biréfringence égale à $\Delta n = 1.55$. La quart d'onde dont la longueur de fonctionnement est à $\lambda = 1516$ nm, se caractérise par une transmission de 46% et une biréfringence de $\Delta n = 1.43$.

La dernière structure étudiée est un réseau 2D dont le motif de base est une combinaison de deux cavités : rectangulaire et en forme de 'C'. Les différentes simulations réalisées nous ont permis d'avoir une lame demi et quart d'onde. La demi-onde, fonctionnelle à $\lambda = 1438$ nm, exhibe une transmission de 62% et une biréfringence de $\Delta n = 1.63$ alors que pour la quart d'onde, sa transmission est de 48% pour une longueur d'onde de fonctionnement de $\lambda = 1411$ nm. Ce type de méta-matériaux anisotropes promet un large éventail d'applications en photonique intégrée.

Conclusion générale

Le contrôle et la manipulation de l'état de polarisation de la lumière sont essentiels dans toutes les recherches et applications optiques, et pouvoir la contrôler à travers des composants optiques miniaturisés constitue un réel défi pour la communauté scientifique. Les matériaux cristallins biréfringents naturels conventionnellement utilisés présentent de faibles biréfringences ($\Delta n = 0.1 \sim 0.2$) impliquant de grandes épaisseurs, ce qui les rend inadaptés aux systèmes optiques miniaturisés. Afin de surmonter cet obstacle, les recherches sont orientées vers l'usage des méta-matériaux qui offrent la possibilité de concevoir des lames performantes et ultra-minces. En effet, le phénomène de transmission optique extraordinaire (EOT) a été largement étudié dans les réseaux d'ouvertures nanométriques (méta-matériaux) en raison de l'excitation des polaritons plasmoniques de surface (SPP) et ou des modes de cavité. Le travail abordé dans cette thèse consiste à concevoir des lames biréfringentes (demi et quart d'onde) à base de méta-matériaux compacts et présentant de meilleures performances que celles conçues à base de cristaux biréfringents naturels. Nous avons également réalisé une étude qui se veut une contribution à la conception d'une sonde optique fibrée permettant une conversion de polarisation de linéaire (mode fondamental guidé) à circulaire.

Des généralités sur la polarisation de la lumière et des méta-matériaux biréfringents ont été rapportées dans le premier chapitre.

Un rappel assez exhaustif sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est donné dans le deuxième chapitre. Nous y avons également détaillé le modèle de dispersion nommé Drude Lorentz généralisé et son intégration au programme FDTD ; modèle permettant une meilleure description des métaux (principalement l'or et l'argent) comparativement aux modèles existants (modèle Drude à deux points critiques) dans la gamme optique. Les étapes d'implémentation sont détaillées et des tests de validation ont été faits.

Des simulations sur les propriétés de transmission exaltée des réseaux sub-longueurs d'onde ont été entrepris dans le chapitre trois. Les motifs de base de ces réseaux sont constitués d'ouvertures rectangulaires, coaxiales inclinées et en forme de 'C'.

Ces ouvertures présentent toutes un aspect asymétrique dans le plan xy . En effet, pour toutes les formes d'ouverture étudiées, l'excitation de leurs modes fondamentaux dépend fortement de la direction de polarisation de l'onde incidente. Une étude paramétrique a été entreprise afin d'évaluer l'effet des paramètres géométriques sur leurs performances spectrales.

Pour la structure composée d'un réseau d'ouvertures rectangulaires (RAA), la position spectrale de son mode fondamental TE_{10} dépend principalement de la longueur du grand côté. Les harmoniques de FP de ce mode sont dépendantes de l'épaisseur de la couche métallique.

La structure formée par un réseau d'ouvertures coaxiales inclinées (SAAA) supporte les harmoniques FP du mode TEM dont la position spectrale est adaptable par un ajustement de son rayon intérieur R_i , de l'épaisseur de la couche métallique H et de l'angle d'inclinaison des coax α .

La dernière structure étudiée est un réseau d'ouvertures en forme de 'C' (CSAA) gravées dans une couche en argent. Sa longueur d'onde de coupure est quasi indépendante de l'épaisseur de la couche d'argent par contre elle se trouve décaler vers le rouge lorsque les rayons extérieur et intérieur augmentent, et vers le bleu lorsque la partie métallique additionnelle augmente.

Les ouvertures traitées dans le chapitre précédant sont exploitées dans le quatrième chapitre pour la conception de lames à retard très compactes dans le domaine optique. Trois différentes configurations ont été considérées et dans ces trois cas l'anisotropie géométrique est induite par la rupture de symétrie dans le plan transverse de la structure.

La première configuration dont le motif élémentaire est constitué de deux cavités rectangulaires disposées de façon perpendiculaire l'une par rapport à l'autre. Deux lames demi-onde et quart d'onde ont été obtenus dans le domaine visible. La lame demi-onde obtenue est à notre connaissance la première à base de modes guidés à fonctionner dans la gamme du visible et ce grâce au remplissage par un milieu diélectrique de l'une des deux cavités du méta-matériaux proposé. Elle est caractérisée par une transmission efficace de 60% et une biréfringence géante d'environ $\Delta n = 2.1$ à la longueur de fonctionnement $\lambda = 737$ nm. La quart d'onde sa transmission est estimée à 53% et sa biréfringence à $\Delta n = 1.16$ pour un fonctionnement à la longueur d'onde $\lambda = 734$ nm.

Une autre structure arrangée périodiquement est étudiée, combinant une ouverture rectangulaire et une ouverture annulaire, Deux lames ont été conçues dans le domaine du proche-infrarouge. La lame demi-onde fonctionnelle à la longueur d'onde $\lambda = 1400$ nm présente une transmission de 60% et une biréfringence de $\Delta n = 1.55$.

La quart d'onde dont la longueur de fonctionnement est $\lambda = 1516$ nm exhibe une transmission de 46% et une biréfringence de $\Delta n = 1.43$.

La troisième et dernière configuration est constituée d'un réseau alliant une ouverture rectangulaire et une ouverture annulaire en forme de 'C'. Les résultats de simulation nous ont permis d'obtenir une lame demi et quart d'onde. La lame demi-onde se caractérise par une transmission de 62% et une biréfringence de $\Delta n = 1.63$ pour un fonctionnement à $\lambda = 1438$ nm. Pour la lame quart d'onde, une transmission de 47% et une biréfringence de $\Delta n = 0.86$ sont estimées pour un fonctionnement à $\lambda = 1411$ nm.

La géométrie relativement simple de la lame demi-onde conçue dans le visible et la largeur de sa bande de fonctionnement sont des arguments forts pour lancer sa fabrication et sa caractérisation optique.

Dans le dernier chapitre, nous avons modélisé une fibre optique dotée d'une ouverture coaxiale à âme elliptique, gravée dans la couche métallique recouvrant son apex, pour des applications de piégeage optique. La géométrie de l'ouverture conduit à une anisotropie artificielle qui contrôle la polarisation et la propagation des modes guidés à l'intérieur de la structure. Les paramètres géométriques sont adaptés pour un fonctionnement à la longueur d'onde $\lambda = 1080$ nm. La propriété de cette configuration réside dans sa conversion de polarisation qui lui permet de se comporter comme une lame quart d'onde (QWP) de taille nanométrique commutant la polarisation linéaire du mode fondamental guidé de la fibre en une polarisation circulaire transmise ainsi qu'un fort confinement du champ électrique dans la zone proche de la sortie de la fibre. Ces propriétés constituent des arguments forts pour faire de la structure fibrée proposée un candidat de choix pour la conception de pince optique sans contact.

Nous envisageons dans un proche avenir de réaliser des expériences de piégeage de nanoparticules de différentes natures à l'aide de la sonde proposée.

Bibliographie

- [1] E. BARTHOLIN, *Experiments on birefringent Icelandic crystal*, t. 40 (Danish national library of Science et medicine, 1991).
- [2] C. HUYGENS, « 1690). *Traité de la Lumière*. Leyden », English version, London (1912).
- [3] I. de FRANCE et al., *Théorie de la double réfraction de la lumière dans les substances cristallisées : mémoire couronné par l'Institut, dans la séance publique du 2 janvier 1810* (Garnery : Baudouin, 1810).
- [4] T. W. EBBESEN, H. J. LEZEC, H. GHAEMI, T. THIO et P. A. WOLFF, « Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays », *Nature* **391**, 667-669 (1998).
- [5] L. MARTIN-MORENO, F. GARCIA-VIDAL, H. LEZEC, K. PELLERIN, T. THIO, J. PENDRY et T. EBBESEN, « Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays », *Physical review letters* **86**, 1114 (2001).
- [6] E. POPOV, N. BONOD, M. NEVIÈRE, H. RIGNEAULT, P.-F. LENNE et P. CHAUMET, « Surface plasmon excitation on a single subwavelength hole in a metallic sheet », *Applied optics* **44**, 2332-2337 (2005).
- [7] J. WEINER, « The physics of light transmission through subwavelength apertures and aperture arrays », *Reports on progress in physics* **72**, 064401 (2009).
- [8] H. A. BETHE, « Theory of diffraction by small holes », *Physical review* **66**, 163 (1944).
- [9] E. LAUX, C. GENET, T. SKAULI et T. W. EBBESEN, « Plasmonic photon sorters for spectral and polarimetric imaging », *Nature Photonics* **2**, 161-164 (2008).
- [10] G. SI, Y. ZHAO, H. LIU, S. TEO, M. ZHANG et al., « Annular aperture array based color filter », *Applied physics letters* **99**, 033105 (2011).

- [11] H. RIGNEAULT, J. CAPOULADE, J. DINTINGER, J. WENGER, N. BONOD et al., « Enhancement of single-molecule fluorescence detection in subwavelength apertures », *Physical review letters* **95**, 117401 (2005).
- [12] H. AOUANI, O. MAHBOUB, N. BONOD, E. DEVAUX, E. POPOV et al., « Bright unidirectional fluorescence emission of molecules in a nanoaperture with plasmonic corrugations », *Nano letters* **11**, 637-644 (2011).
- [13] H. J. LEZEC, A. DEGIRON, E. DEVAUX, R. LINKE, L. MARTIN-MORENO, F. GARCIA-VIDAL et T. EBBESEN, « Beaming light from a subwavelength aperture », *science* **297**, 820-822 (2002).
- [14] T. LI, H. LIU, S.-M. WANG, X.-G. YIN, F.-M. WANG, S.-N. ZHU et X. ZHANG, « Manipulating optical rotation in extraordinary transmission by hybrid plasmonic excitations », *Applied Physics Letters* **93**, 021110 (2008).
- [15] F. BAIDA, M. BOUTRIA, R. OUSSAID et D. VAN LABEKE, « Enhanced-transmission metamaterials as anisotropic plates », *Physical Review B* **84**, 035107 (2011).
- [16] C. HELGERT, E. PSHENAY-SEVERIN, M. FALKNER, C. MENZEL, C. ROCKSTUHL et al., « Chiral metamaterial composed of three-dimensional plasmonic nanostructures », *Nano letters* **11**, 4400-4404 (2011).
- [17] J. KIM, S. CHOUDHURY, C. DEVAULT, Y. ZHAO, A. V. KILDISHEV et al., « Controlling the polarization state of light with plasmonic metal oxide metasurface », *ACS Nano* **10**, 9326 (2016).
- [18] F. DING, Y. CHEN et S. I. BOZHEVOLNYI, « Focused vortex-beam generation using gap-surface plasmon metasurfaces », *Nanophotonics* **9**, 371 (2020).
- [19] F. BAIDA et D. VAN LABEKE, « Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films », *Optics communications* **209**, 17-22 (2002).
- [20] F. BAIDA, Y. POUJET, B. GUIZAL et D. VAN LABEKE, « New design for enhanced transmission and polarization control through near-field optical microscopy probes », *Optics communications* **256**, 190-195 (2005).
- [21] F. I. BAIDA, A. BELKHIR, D. VAN LABEKE et O. LAMROUS, « Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range : Role of the plasmonic modes », *Physical Review B* **74**, 205419 (2006).
- [22] L. SUN et L. HESSELINK, « Low-loss subwavelength metal C-aperture waveguide », *Optics letters* **31**, 3606-3608 (2006).
- [23] Y. POUJET, J. SALVI et F. I. BAIDA, « 90% Extraordinary optical transmission in the visible range through annular aperture metallic arrays », *Optics letters* **32**, 2942-2944 (2007).

- [24] P. BANZER, J. KINDLER, S. QUABIS, U. PESCHEL et G. LEUCHS, « Extraordinary transmission through a single coaxial aperture in a thin metal film », *Optics express* **18**, 10896-10904 (2010).
- [25] A NDAO, Q VAGNE, J SALVI et F. BAIDA, « Polarization sensitive sub-wavelength metallic structures : toward near-field light confinement control », *Applied Physics B* **106**, 857-862 (2012).
- [26] N. K. GRADY, J. E. HEYES, D. R. CHOWDHURY, Y. ZENG, M. T. REITEN et al., « Terahertz metamaterials for linear polarization conversion and anomalous refraction », *Science* **340**, 1304-1307 (2013).
- [27] L. H. CESCATO, E. GLUCH et N. STREIBL, « Holographic quarterwave plates », *Applied optics* **29**, 3286-3290 (1990).
- [28] J.-B. MASSON et G. GALLOT, « Terahertz achromatic quarter-wave plate », *Optics letters* **31**, 265-267 (2006).
- [29] Z. CHEN, Y. GONG, H. DONG, T. NOTAKE et H. MINAMIDE, « Terahertz achromatic quarter wave plate : Design, fabrication, and characterization », *Optics Communications* **311**, 1-5 (2013).
- [30] R GORDON, A. BROLO, A MCKINNON, A RAJORA, B LEATHEM et K. KAVANAGH, « Strong polarization in the optical transmission through elliptical nanohole arrays », *Physical review letters* **92**, 037401 (2004).
- [31] R. GORDON, « Light in a subwavelength slit in a metal : propagation and reflection », *Physical Review B* **73**, 153405 (2006).
- [32] M. BOUTRIA, R. OUSSAID, D. VAN LABEKE et F. I. BAIDA, « Tunable artificial chirality with extraordinary transmission metamaterials », *Physical Review B* **86**, 155428 (2012).
- [33] Z KEBCI, A BELKHIR, A MEZEGHRANE, O LAMROUS et F. I. BAIDA, « Implementation of the FDTD method in cylindrical coordinates for dispersive materials : Modal study of C-shaped nano-waveguides », *Physica B : Condensed Matter* **533**, 33-39 (2018).
- [34] E. H. KHOO, E. P. LI et K. B. CROZIER, « Plasmonic wave plate based on subwavelength nanoslits », *Optics letters* **36**, 2498-2500 (2011).
- [35] A. DREZET, C. GENET et T. W. EBBESEN, « Miniature plasmonic wave plates », *Physical review letters* **101**, 043902 (2008).
- [36] Z. MARCET, H. B. CHAN, D. W. CARR, J. E. BOWER, R. A. CIRELLI et al., « A half wave retarder made of bilayer subwavelength metallic apertures », *Applied physics letters* **98**, 151107 (2011).

- [37] Z. CHEN, C. WANG, Y. LOU, B. CAO et X. LI, « Quarter-wave plate with subwavelength rectangular annular arrays », *Optics Communications* **297**, 198-203 (2013).
- [38] Y. DAI, W. REN, H. CAI, H. DING, N. PAN et X. WANG, « Realizing full visible spectrum metamaterial half-wave plates with patterned metal nanoarray/insulator/metal film structure », *Optics Express* **22**, 7465-7472 (2014).
- [39] J. DAHDAH, J. HOBLOS et F. I. BAIDA, « Nanocoaxial waveguide grating as quarter-wave plates in the visible range », *IEEE Photonics Journal* **4**, 87-94 (2011).
- [40] L. WANG, S. JIANG, H. HU, H. SONG, W. ZENG et Q. GAN, « Artificial birefringent metallic planar structures for terahertz wave polarization manipulation », *Optics Letters* **39**, 311-314 (2014).
- [41] X. HU, J. LI et X. WEI, « Resonant cavity enhanced waveguide transmission for broadband and high efficiency quarter-wave plate », *Optics Express* **25**, 29617-29626 (2017).
- [42] J. YANG et J. ZHANG, « Subwavelength quarter-waveplate composed of L-shaped metal nanoparticles », *Plasmonics* **6**, 251-254 (2011).
- [43] F. DING, Z. WANG, S. HE, V. M. SHALAEV et A. V. KILDISHEV, « Broadband high-efficiency half-wave plate : a supercell-based plasmonic metasurface approach », *ACS nano* **9**, 4111-4119 (2015).
- [44] E. O. OWITI, H. YANG, C. F. OMINDE et X. SUN, « Broadband quarter-wave plate based on dielectric-embedded plasmonic metasurface », *RSC advances* **7**, 37495-37501 (2017).
- [45] M MUSTAFA, M AMIN, O. S et A. T. FAROOQ, « Quasi-crystal metasurface for simultaneous half-and quarter-wave plate operation », *Scientific reports* **8**, 1-10 (2018).
- [46] J. T. HEIDEN, F. DING, J. LINNET, Y. YANG, J. BEERMANN et S. I. BOZHEVOLNYI, « Gap-surface plasmon metasurfaces for broadband circular-to-linear polarization conversion and vector vortex beam generation », *Adv. Opt. Mater.* **7**, 1801414 (2019).
- [47] T. LI, X. HU, H. CHEN, C. ZHAO, Y. XU, X. WEI et G. SONG, « Metallic metasurfaces for high efficient polarization conversion control in transmission mode », *Optics Express* **25**, 23597-23604 (2017).

- [48] P. E. SIEBER et D. H. WERNER, « Infrared broadband quarter-wave and half-wave plates synthesized from anisotropic Bézier metasurfaces », *Optics express* **22**, 32371-32383 (2014).
- [49] Y. ZHAO et A. ALÚ, « Tailoring the dispersion of plasmonic nanorods to realize broadband optical meta-waveplates », *Nano Lett.* **13**, 1086 (2013).
- [50] R. C. JONES, « A new calculus for the treatment of optical systems. description and discussion of the calculus », *Josa* **31**, 488-493 (1941).
- [51] B. A. et J.-L. LEMAIRE, *PROPAGATION D'ONDES ELECTROMAGNETIQUES DANS UN GUIDE D'ONDE A SECTION RECTANGULAIRE*, http://studylibfr.com/doc/2272792/propagation_dans_un_guide_d-onde.
- [52] A. SIHVOLA, « Metamaterials in electromagnetics », *Metamaterials* **1**, 2-11 (2007).
- [53] F. BAIDA et D VAN LABEKE, « Three-dimensional structures for enhanced transmission through a metallic film : Annular aperture arrays », *Physical Review B* **67**, 155314 (2003).
- [54] F. I. BAIDA, D VAN LABEKE, G GRANET, A MOREAU et A BELKHIR, « Origin of the super-enhanced light transmission through a 2-D metallic annular aperture array : a study of photonic bands », *Applied Physics B* **79**, 1-8 (2004).
- [55] Y POUJET, M ROUSSEY, J SALVI, F. BAIDA, D VAN LABEKE et al., « Super-transmission of light through subwavelength annular aperture arrays in metallic films : Spectral analysis and near-field optical images in the visible range », *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications* **4**, 47-53 (2006).
- [56] J. LEE, M. SEO, D. KIM, J. KANG et Q.-H. PARK, « Polarization dependent transmission through asymmetric C-shaped holes », *Applied Physics Letters* **94**, 081102 (2009).
- [57] P HARIHARAN, « Achromatic retarders using quartz and mica », *Measurement Science and Technology* **6**, 1078 (1995).
- [58] P HARIHARAN, « Broad-band superachromatic retarders », *Measurement Science and Technology* **9**, 1678 (1998).
- [59] D.-E. YI, Y.-B. YAN, H.-T. LIU, G.-F. JIN et al., « Broadband achromatic phase retarder by subwavelength grating », *Optics communications* **227**, 49-55 (2003).

- [60] J. MA, J. WANG, W CAO, C. DENKER et H. WANG, « Near infrared (NIR) achromatic phase retarder », in *Current Developments in Lens Design and Optical Engineering V*, t. 5523 (International Society for Optics et Photonics, 2004), p. 139-147.
- [61] A ROBERTS et L LIN, « Plasmonic quarter-wave plate », *Optics letters* **37**, 1820-1822 (2012).
- [62] K. YEE, « Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media », *IEEE Transactions on antennas and propagation* **14**, 302-307 (1966).
- [63] A. TAFLOVE et S. C. HAGNESS, *Computational electrodynamics : the finite-difference time-domain method* (Artech house, 2005).
- [64] D. M. SULLIVAN, *Electromagnetic simulation using the FDTD method* (Wiley-IEEE Press, 2000).
- [65] A BELKHIR et F. BAIDA, « Three-dimensional finite-difference time-domain algorithm for oblique incidence with adaptation of perfectly matched layers and nonuniform meshing : Application to the study of a radar dome », *Physical Review E* **77**, 056701 (2008).
- [66] F. I. BAIDA et A. BELKHIR, *Finite difference time domain method for grating structures*, 2012.
- [67] R. COURANT, K. FRIEDRICHS et H. LEWY, « On the partial difference equations of mathematical physics », *IBM journal of Research and Development* **11**, 215-234 (1967).
- [68] J.-P. BERENGER et al., « A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves », *Journal of computational physics* **114**, 185-200 (1994).
- [69] N. W. ASHCROFT et N. D. MERMIN, *Physique des solides* (EDP sciences, 2012).
- [70] F. I. BAIDA, A BELKHIR, D. VAN LABEKE et O LAMROUS, « Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range : Role of the plasmonic modes », *Physical Review B* **74**, 205419 (2006).
- [71] A. VIAL, A.-S. GRIMAULT, D. MACÍAS, D. BARCHIESI et M. L. DE LA CHAPELLE, « Improved analytical fit of gold dispersion : Application to the modeling of extinction spectra with a finite-difference time-domain method », *Physical Review B* **71**, 085416 (2005).

-
- [72] F. BAIDA et A. BELKHIR, « Superfocusing and light confinement by surface plasmon excitation through radially polarized beam », *Plasmonics* **4**, 51-59 (2009).
- [73] A. VIAL et T. LAROCHE, « Description of dispersion properties of metals by means of the critical points model and application to the study of resonant structures using the FDTD method », *Journal of Physics D : Applied Physics* **40**, 7152 (2007).
- [74] A. VIAL et T. LAROCHE, « Comparison of gold and silver dispersion laws suitable for FDTD simulations », *Applied physics B* **93**, 139-143 (2008).
- [75] M. HAMIDI, F. I. BAIDA, A. BELKHIR et O. LAMROUS, « Implementation of the critical points model in a SFM-FDTD code working in oblique incidence », *J. Phy. D : App. Phys.* **44**, 245101 (2011).
- [76] H. SEHMI, W. LANGBEIN et E. MULJAROV, « Optimizing the Drude-Lorentz model for material permittivity : Method, program, and examples for gold, silver, and copper », *Physical Review B* **95**, 115444 (2017).
- [77] P. B. JOHNSON et R. W. CHRISTY, « Optical constants of the noble metals », *Physical review B* **6**, 4370 (1972).
- [78] A. DEGIRON, H. LEZEC, N. YAMAMOTO et T. EBBESEN, « Optical transmission properties of a single subwavelength aperture in a real metal », *Optics Communications* **239**, 61-66 (2004).
- [79] F. GARCIA-VIDAL, E. MORENO, J. PORTO et L. MARTIN-MORENO, « Transmission of light through a single rectangular hole », *Physical review letters* **95**, 103901 (2005).
- [80] F. GARCÍA-VIDAL, L. MARTÍN-MORENO, E. MORENO, L. KUMAR et R. GORDON, « Transmission of light through a single rectangular hole in a real metal », *Physical Review B* **74**, 153411 (2006).
- [81] F. I. BAIDA, « Enhanced transmission through subwavelength metallic coaxial apertures by excitation of the TEM mode », *Appl. Phys. B* **89**, 145 (2007).
- [82] M. HAMIDI, C. CHEMROUK, A. BELKHIR, Z. KEBICI, A. NDAO, O. LAMROUS et F. I. BAIDA, « SFM-FDTD analysis of triangular-lattice AAA structure : Parametric study of the TEM mode », *Optics Communications* **318**, 47-52 (2014).

- [83] A NDAO, J SALVI, R SALUT, M. BERNAL, T ALARIDHEE, A BELKHIR et F. BAIDA, « Resonant optical transmission through sub-wavelength annular apertures caused by a plasmonic transverse electromagnetic (TEM) mode », *J. Opt.* **16**, 125009 (2014).
- [84] B. ABDERRAHMANE, « Extension de la modélisation par FDTD en nano-optique », thèse de doct. (PhD thesis, Université de Franche-Comté, École doctorale SPIM, 2008).
- [85] S. NOSAL, « Modélisation électromagnétique de structures périodiques et matériaux artificiels : application à la conception d'un radôme passe-bande », thèse de doct. (Ecole Centrale Paris, 2009).
- [86] F. BAIDA, A BELKHIR, O ARAR, E. BARAKAT, J DAHDAH et al., « Enhanced optical transmission by light coaxing : Mechanism of the tem-mode excitation », *Micron.* **41**, 742 (2010).
- [87] T. AL-ARIDHEE, « Numerical study of optical properties of single and periodic nanostructures : from nanoantennas to enhanced transmission metamaterials », thèse de doct. (Besançon, 2016).
- [88] X. SHI, L. HESSELINK et R. L. THORNTON, « Ultrahigh light transmission through a C-shaped nanoaperture », *Optics letters* **28**, 1320-1322 (2003).
- [89] J. MATTEO, D. FROMM, Y YUEN, P. SCHUCK, W. MOERNER et L HESSELINK, « Spectral analysis of strongly enhanced visible light transmission through single C-shaped nanoapertures », *Applied Physics Letters* **85**, 648-650 (2004).
- [90] J. B. LEEN, P. HANSEN, Y.-T. CHENG, A. GIBBY et L. HESSELINK, « Near-field optical data storage using C-apertures », *Applied Physics Letters* **97**, 073111 (2010).
- [91] E. X. JIN et X. XU, « Finite-difference time-domain studies on optical transmission through planar nano-apertures in a metal film », *Japanese Journal of Applied Physics* **43**, 407 (2004).
- [92] K. TANAKA et M TANAKA, « Simulation of an aperture in the thick metallic screen that gives high intensity and small spot size using surface plasmon polariton », *Journal of Microscopy* **210**, 294-300 (2003).

Résumé

L'objectif assigné à ce travail de thèse est de concevoir des lames à retard (quart d'onde QWP et demi-onde HWP) à base de structures exhibant des transmissions exaltées et dont le fonctionnement repose sur l'excitation des modes guidés. Le choix de modes guidés plutôt que les modes plasmoniques a permis de réduire considérablement les pertes inhérentes à la nature réelle du métal dans la gamme optique. Nous avons ainsi conçu plusieurs configurations de lames à retard et notamment une lame demi-onde ultra-mince dans le visible. Nous avons également optimisé les paramètres d'une ouverture coaxiale à âme elliptique gravée dans la couche métallique recouvrant l'apex d'une fibre optique pour permettre au dispositif ainsi formé d'agir comme une lame quart d'onde (QWP) de taille nanométrique, permettant à la fois la commutation de la polarisation linéaire du mode fondamental guidé de la fibre en une polarisation circulaire transmise ainsi qu'un fort confinement du champ électrique dans la zone proche de la sortie de la fibre.

Abstract

The objective of this thesis is to design delay plates (quarter-wave QWP and half-wave HWP) based on structures exhibiting exalted transmissions and whose functioning is based on the excitation of guided modes. The choice of guided modes rather than plasmonic modes has enabled us to reduce considerably the losses inherent in the real nature of the metal in the optical range. We have thus designed several configurations of delay plates, in particular an ultra-thin half-wave plate in the visible range. We also optimised the parameters of a coaxial aperture with an elliptical core engraved in the metal layer covering the apex of an optical fibre to allow the formed device to act as a nano-sized quarter-wave plate (QWP), allowing both the switching of the linear polarisation of the guided fundamental mode of the fibre to a transmitted circular polarisation as well as a strong confinement of the electric field in the region close to the fibre exit.