



FACULTÉ DES SCIENCES
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

Mémoire de Master

SPECIALITE : Physique

OPTION : Nanophysique

Présenté par :

Lysa BOUZIDI

**Optimisation de métamatériaux biréfringents à base
d'ouvertures en forme de « C » en vue de concevoir
des lames à retard dans la gamme du visible**

Soutenu le 16 Juillet 2022

Devant ce jury d'examen composé de :

A. BELKHIR	Professeur	U.M.M.T.O	Président
Z. KEBCI	MCB	U.M.M.T.O	Promotrice
A. MEZEGHRANE	Professeur	U.M.M.T.O	Examineur

Remerciements

Ce mémoire est réalisé au sein du laboratoire Physique et Chimie Quantique (LPCQ) de l'Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, je remercie le directeur de laboratoire (LPCQ), Monsieur BOUZAR qui nous a fourni les outils nécessaires à la réalisation et la réussite de ce travail. Je tiens à remercier aussi l'ensemble du département Physique (chef de département et professeurs) de faculté des Sciences de l'Université Mouloud MAMMERI pour leurs efforts fournis tout au long de notre cursus universitaire,

Je voudrais aussi présenter ma grande reconnaissance à ma Promotrice Zahia KEBCI pour m'avoir fait découvrir le monde de la recherche et de la nano-optique ainsi que pour sa confiance, sa patience et sa disponibilité à tout moment durant ma recherche.

Mes remerciements les plus chaleureux vont à mes ami(e)s qui sont devenu(e)s mes frères et sœurs pour ces bons moments passés ensemble.

Dédicace

JE DÉDIE CE TRAVAIL À LA FEMME QUI M'A DONNÉE LA VIE,
MA TRÈS CHÈRE MÈRE QUI A COMBATTU ET ELLE A SACRIFIÉ
SA VIE POUR MOI ET QUI M'A SOUTENUE AFIN QUE J'ARRIVE
À CE STADE.

JE T'AIME MAMAN

Résumé

Les interactions lumière-matière à l'échelle sub-longueur d'onde donnent naissance à des nouvelles propriétés optiques prometteuses pour la nano-optique. Parmi elles, nous trouvons la biréfringence artificielle qui est créée dans les métamatériaux métalliques qui sont conçus par l'homme. Cette anisotropie est remportée à la suite d'un arrangement périodique des nano-ouvertures gravées dans une couche métallique qui doivent être nécessairement asymétriques (les ouvertures présentent une brisure de symétrie). Dans ce travail, nous avons proposé un métamatériau qui est un réseau d'ouvertures en forme de 'C' gravées dans une couche métallique en argent et déposée sur un substrat en verre. L'objectif de notre travail est de concevoir une lame demi onde compacte (HWP pour ; Half Wave Plat) fonctionnelle dans la gamme du visible.

Tous les calculs qui ont eue lieu dans ce travail sont réalisés par un code basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD pour Finite Difference Time Domain) développé au sein de notre équipe. Pour tenir compte de la dispersion de l'argent dans la gamme du visible, le modèle de Drude à deux points critiques (*DCP* pour ; Drude Critical Points) était intégré au code FDTD exploité lors de notre étude.

Mots clés : nano-optique, transmission exaltée, métamatériaux biréfringents, FDTD, HWP, CSAA et DCP.

Abstract

Light-matter interactions at the sub-wavelength scale give rise to promising new optical properties for nano-optics. Among them, we find the artificial birefringence that is created through metallic metamaterials which are designed by man. This anisotropy is achieved by a periodic arrangement of metallic nano-apertures etched in a metal layer that must necessarily be asymmetric. In this work, we have proposed a metamaterial which is an array of 'C' shaped openings etched in a silver metal layer and deposited on a glass substrate. The objective of our work is to design a compact half wave plate (HWP) functional in the visible range.

All the computations which take place in this work are carried out by a code based on the Finite Difference Time Domain (FDTD) method developed within our team. To take account the dispersion of silver in the visible range, the expression of the Drude permittivity at two critical points (DCP for Drude Critical Points) was integrated in the FDTD code used in our study.

Key words : nano-optics, exalted transmission, birefringent metamaterials, FDTD, HWP, CSAA and DCP.

Table des matières

Remerciements	ii
Dédicace	iii
Résumé	iv
Abstract	v
Table des figures	ix
Liste des abréviations	xi
Introduction générale	1
1 Quelques généralités sur les métamatériaux pour la nano-optique et implémentation de la méthode FDTD pour des milieux dispersifs	3
1.1 Introduction	3
1.2 Milieux biréfringents	4
1.2.1 Matériaux biréfringents	4
1.2.2 Métamatériaux biréfringents	5
1.3 Lames à retard	5
1.4 Principe de fonctionnement des lames métalliques à retard	7
1.5 Formalisme de Jones de transmission	7
1.6 Ellipticité et rotation optiques des lames à retard	8
1.7 Principe de la méthode FDTD	9
1.8 Critère de convergence	11
1.9 Conditions aux limites	11

1.9.1	Conditions de périodicité	11
1.9.2	Conditions d'absorption aux limites (PML)	12
1.10	Description des milieux dispersifs par la méthode FDTD	12
1.11	Conclusion	13
2	Transmission exaltée à travers des métamatériaux métalliques	14
2.1	Introduction	14
2.2	Transmission exaltée : effets de la forme des ouvertures	15
2.2.1	Réseau d'ouvertures coaxiales (AAA)	15
2.2.2	Réseau d'ouvertures rectangulaires (RAA)	16
2.2.3	Réseau d'ouvertures en forme de 'C' (CSAA)	17
2.3	Étude paramétrique de la transmission exaltée à travers la structure CSAA .	18
2.3.1	Effets du remplissage des ouvertures	18
2.3.2	Effets du substrat	20
2.3.3	Effets de l'épaisseur de la couche métallique	21
2.3.4	Effets d'ouvertures métallique additionnelle (θ)	22
2.4	Conclusion	23
	Bibliographie	26

Table des figures

1.1	a) Matériau biréfringent : un rayon lumineux sous une incidence normale subit une double réfraction à l'intérieur du cristal et il donne naissance à un rayon de réfraction ordinaire d'indice n_o et un rayon extraordinaire d'indice n_e et b) Dédoublent d'images à travers un cristal biréfringent.	4
1.2	Métamatériaux métalliques proposés dans la littérature. a) Réseau métallique d'ouvertures coaxiales à âme elliptique, b) Réseau d'ouvertures en forme de 'L' et c) Réseau d'ouvertures rectangulaires et déposées à 90° l'une par rapport à l'autre.	5
1.3	a) Effet de la lame à retard sur une onde rectiligne incidente polarisée à un angle γ par rapport à l'axe (xx') . a) Le plan d'incidence de la lumière émergente de la lame HWP sera tourné d'un angle $\varphi = 2\gamma$ et b) Quant à l'effet de la lame QWP, une polarisation rectiligne est transformée en une polarisation circulaire.	6
1.4	Ellipse décrite par le vecteur champ électrique possède un demi-grand axe a et un demi-petit axe b , avec : η est son ellipticité et β angle d'orientation de cette polarisation elliptique par rapport l'axe xx'	8
1.5	a) Discrétisation de l'espace de calcul selon le schéma de Yee et b) Discrétisation temporelle selon schéma saute-mouton.	10
1.6	Conditions aux limites adaptées au code FDTD : Condition de périodicité aux limites de Bloch	11
1.7	Conditions aux limites adaptées au code FDTD : Condition de <i>PML</i> de « Berenger » pour la modélisation de l'espace ouvert suivant l'axe zz' de nos domaines de calculs.	12

2.1	a) Réseau d'ouvertures coaxiales gravées dans une couche d'argent d'épaisseur H et déposée sur du verre ($n = 1.5$) et b) Spectre de transmission à travers cette structure avec : $P_x = P_y = 300nm$, $R_i = 50nm$, $R_e = 100nm$ et $H = 100nm$. . .	15
2.2	a) Métamatériau qui consiste en un réseau d'ouvertures rectangulaires gravées dans une couche d'argent d'épaisseur H et déposée sur du verre ($n = 1.5$) et b) spectre de transmission quand cette structure est excitée par les composantes E_x et E_y du champ électrique respectivement avec : $P_x = P_y = 350nm$, $L_x = 60nm$ et $L_y = 260nm$ et $H = 100nm$	16
2.3	a) Réseau d'ouvertures en forme de 'C' gravées dans une couche d'argent d'épaisseur H déposée sur du verre ($n = 1.5$) et b) spectre de transmission quand cette structure est excitée par les composantes E_x et E_y du champ électrique respectivement avec : $P_x = P_y = 250nm$, $R_i = 50nm$, $R_e = 100nm$, $\theta = 120^\circ$ et $H = 100nm$	18
2.4	a) Réseau d'ouvertures en forme de 'C' remplies par du verre, gravées dans une couche d'argent d'épaisseur H déposée sur du verre ($n = 1.5$), b) et c) Spectres de transmission quand cette structure est excité par les composante E_x et E_y respectivement (spectre en bleu : les ouvertures sont vides et spectre en rouge : les ouvertures sont pleines) avec : $P_x = P_y = 250nm$, $R_i = 50nm$, $R_e = 50nm$, $\theta = 120^\circ$ et $H = 100nm$	19
2.5	Spectres de transmission quand cette structure est excitée par la composante du champ électrique E_x pour : $P_x = P_y = 250nm$, $R_i = 50nm$ et $R_e = 100nm$, $\theta = 120^\circ$ et $H = 100nm$ en faisant varier l'indice du substrat.	20
2.6	Intensités transmises à travers la structure CSAA de paramètres géométriques suivants : $P_x = P_y = 250nm$, $R_i = 50nm$, $R_e = 100nm$ et $\theta = 120^\circ$ en variant l'épaisseur de la couche métallique H	21
2.7	Effet de la variation de la partie métallique θ de la structure de la figure 2.4-a avec : $P_x = P_y = 250nm$, $R_i = 50nm$, $R_e = 100nm$, $H = 150nm$ et θ varie. . . .	23

Liste des abréviations

FDTD	Finite Difference Time Domain
QWP	Quarter-Wave Plate
HWP	Half-Wave Plate
DCP	Drude Critical Points
PML	Perfectly Matched Layer
AAA	Annular Aperature Array
CSAA	C-Shaped Aperture Array
RAA	Rectangular Aperture Array
FP mode	Fabry Péroto mode

Introduction générale

Les cristaux photoniques sont des assemblages périodiques d'ouvertures sub-longueurs qui peuvent être des diélectriques, semi-conducteurs ou métallo-diélectriques. La première structure à 1D (réseau de Bragg) a été conçue par le physicien SIR WILLIAM LAWRENCE BRAGG en 1915 [1]. En 1991 les chercheurs ont relevé le défi et ils ont réussi à concevoir un cristal photonique à 3D [2]. Par la suite, ces structures sont nommées métamatériaux. Ces dernières exhibent de nouvelles fonctionnalités qui n'existent pas dans les milieux naturels.

Parmi les métamatériaux conçus par l'homme, nous trouvons des structures qui exaltent la transmission et des structures présentant une biréfringence artificielle. Ces dernières avec une biréfringence provoquée ont la capacité de contrôler et de manipuler les états de polarisation de la lumière [3].

L'objectif de ce mémoire de Master est de concevoir des lames à retard compactes à base de métamatériaux métalliques. Pour cela nous proposons un métamatériau qui consiste en un réseau métallique d'ouvertures en forme de 'C'. Ce travail est décomposé en trois chapitres :

Le premier chapitre porte sur des généralités sur les structures métalliques sub-longueurs d'onde pour la nano-optique. Quelques rappels sur la propagation des ondes électromagnétiques dans des milieux matériels et des notions sur la polarisation de la lumière seront exposés. En suite les grandes lignes du code basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD pour Finite Difference Time Domain) fait en coordonnées cartésiennes que nous avons exploiter le long de notre travail seront données.

Le deuxième chapitre sera dédié à une étude paramétrique de la transmission exaltée à travers des réseaux métalliques de différentes formes géométriques. Cette étape sera faite afin d'expliquer notre choix de réseau d'ouverture en forme de 'C' pour concevoir une lame à retard dans la gamme du visible .

Dans le dernier chapitre, nous allons effectuer une étude d'optimisation de paramètres géométriques du métamatériau que nous proposons pour cerner les paramètres géométriques de ce dernier pour qui il sera exploité comme une lame à retard qui sera fonctionnelle dans la gamme du visible.

Ce travail s'achèvera par une conclusion générale résumant l'essentiel de résultats obtenus et ainsi quelques perspectives à l'étude réalisée dans ce travail seront données.

Chapitre 1

Quelques généralités sur les métamatériaux pour la nano-optique et implémentation de la méthode FDTD pour des milieux dispersifs

1.1 Introduction

Les nano-structures métalliques périodiques en raison de leurs propriétés optiques qui n'existent pas à grande échelle attirent la communauté scientifique. Ces structures inédites sont efficaces pour confiner [4], exalter [5–8], ou contrôler les états de polarisation de la lumière [9, 10]. Les dispositifs optiques à base de ces nano-structures présentent des propriétés optiques performantes et ils sont très compacts.

Ce chapitre contiendra un aperçu sur les milieux présentant une biréfringence naturelle et sur les métamatériaux avec une biréfringence artificielle. Ensuite le formalisme mathématique qui est indispensable pour la bonne compréhension de notre travail sur la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu matériel sera donné. Enfin une brève description de notre code maison basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (*FDTD* pour ; Finite Difference Time Domain) sera donnée.

1.2 Milieux biréfringents

1.2.1 Matériaux biréfringents

La biréfringence est une propriété optique d'un matériau où se propage la lumière de façon anisotrope. Dans ces matériaux, quand un rayon lumineux est envoyé sous une incidence normale, il se trouve divisé en deux rayons. L'un de ces rayons respecte la loi de Snell-Descartes et quant au second rayon se diverge totalement de la loi de réfraction d'optique géométrique (voir figure 1.1-a). Ces deux rayons expliquent l'apparition d'un doublement d'images à travers ce cristal (voir figure 1.1-b). Ces deux rayons présentent deux indices de réfraction différents : ordinaire n_o et extraordinaire n_e . La biréfringence Δn , est la différence entre les indices de réfraction extraordinaire (n_e) et ordinaire (n_o), donc : $\Delta n = n_e - n_o$.

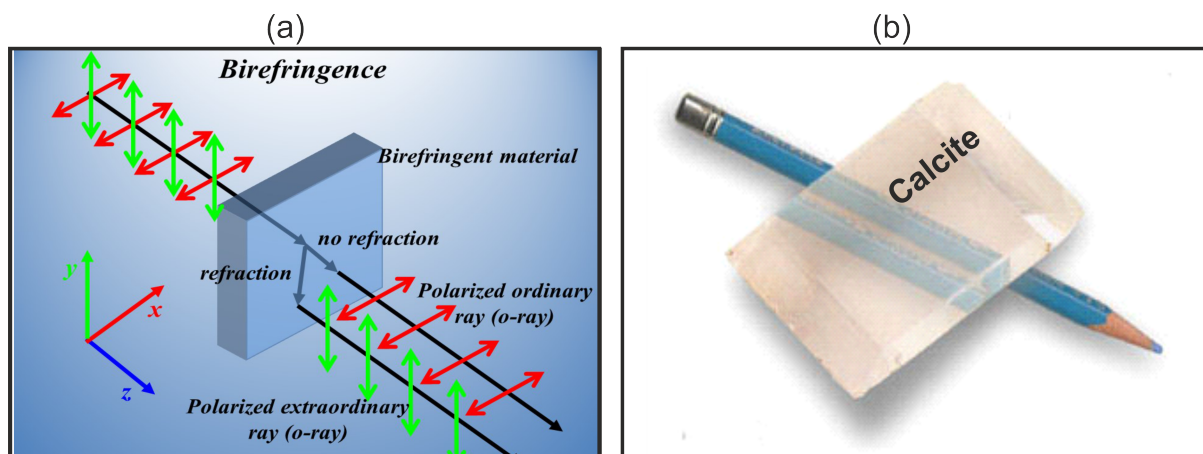


Figure 1.1 – a) Matériau biréfringent : un rayon lumineux sous une incidence normale subit une double réfraction à l'intérieur du cristal et il donne naissance à un rayon de réfraction ordinaire d'indice n_o et un rayon extraordinaire d'indice n_e et b) Dédoublent d'images à travers un cristal biréfringent.

Ces milieux (la calcite, le Béryl, le Saphir...), produisent une biréfringence naturelle d'ordre $\Delta n \simeq 0.2$ [11, 12]. Cette biréfringence est faible et les instruments optiques à base de ces matériaux sont épais et il est impossible de les intégrer dans les dispositifs optiques. Le recours aux métamatériaux métalliques présentant une biréfringence artificielle reste primordial.

1.2.2 Métamatériaux biréfringents

Les métamatériaux métalliques sont conçus par l'homme et sont généralement sous forme de réseaux métalliques d'ouvertures. Pour les rendre biréfringents il faut choisir des ouvertures asymétriques et ainsi contrôler leurs arrangements, conséquence, leurs propriétés optiques vont dépendre de la direction de polarisation de l'onde lumineuse (voir figure 1.2). A base de ces métamatériaux métalliques de nombreuses lames à retard ont été conçues [9, 13, 14].

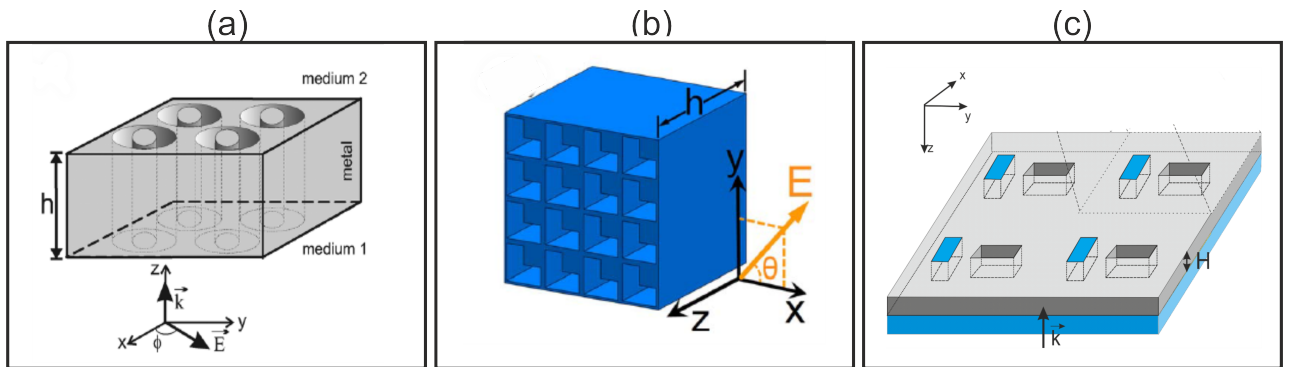


Figure 1.2 – Métamatériaux métalliques proposés dans la littérature. a) Réseau métallique d'ouvertures coaxiales à âme elliptique, b) Réseau d'ouvertures en forme de 'L' et c) Réseau d'ouvertures rectangulaires et déposées à 90° l'une par rapport à l'autre.

La figure 1.2 porte certains métamatériaux artificiels existants dans la littérature. Nous remarquons que tous ces métamatériaux métalliques se sont des réseaux d'ouvertures asymétriques.

1.3 Lames à retard

Les lames à retard à base de matériaux biréfringents sont des lames à faces parallèles (voir figure 1.1-b) et pouvant modifier la polarisation de la lumière incidente. Quand une onde électromagnétique traverse ce type de lames, les deux composantes transversales du champ électrique (E_X et E_Y) ne se propagent pas à la même vitesse ce qui provoque un retard de phase $\Delta\phi$.

Il existe plusieurs types de lames caractérisées par le déphasage qu'elles produisent. Les plus fréquentes sont les lames demi-onde (HWP pour ; Half-Wave Plate) caractérisée par un déphasage $\Delta\phi = \pm\pi$ correspondant à un retard de $\lambda/2$ en longueur d'onde, et les lames

quart d'onde (QWP pour Quarter Wave Plate) caractérisée par une différence de phase $\Delta\phi = \pm\pi/2$ correspondant à un retard de $\lambda/4$ en longueur d'onde.

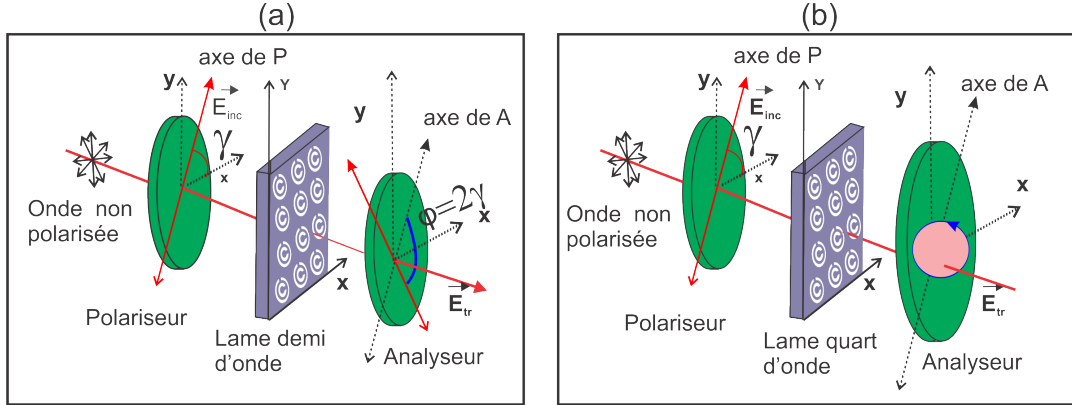


Figure 1.3 – a) Effet de la lame à retard sur une onde rectiligne incidente polarisée à un angle γ par rapport à l'axe (xx'). a) Le plan d'incidence de la lumière émergente de la lame HWP sera tourné d'un angle $\varphi = 2\gamma$ et b) Quant à l'effet de la lame QWP, une polarisation rectiligne est transformée en une polarisation circulaire.

Quant aux lames à retard à base de métamatériaux, la biréfringence est provoquée par les formes géométriques des ouvertures et leurs arrangements dont une onde incidente se propage d'une façon anisotrope. La biréfringence Δn dépend de différence de phases $\Delta\phi$ apportée, de l'épaisseur de la couche métallique H de la lame en question et de sa longueur d'onde de fonctionnement. La différence de phases $\Delta\phi$ est définie comme suit :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_f} \times H \times \Delta n \quad (1.1)$$

Avec :

- Δn : Biréfringence d'une lame.
- H : Épaisseur de la couche métallique où les ouvertures sont gravées.
- λ_f : Longueur d'onde fonctionnement de la lame.

L'objectif de notre travail est de concevoir de lames métalliques à retard pour manipuler la polarisation de la lumière à base un métamatériau biréfringent métallique d'ouvertures en forme de 'C'.

1.4 Principe de fonctionnement des lames métalliques à retard

Le principe de fonctionnement de ces lames à base de métamatériaux métalliques est basé sur l'excitation de deux modes d'indice effectifs différents. Si il s'agit d'un réseau de deux ouvertures de dimensions différentes et asymétriques et elles sont déposées perpendiculairement (voir figure 1.2-c) ([8,9,15], un mode fondamental à la coupure ($l = 0$) de la petite cavité est excité par la composante E_x du champ électrique de l'onde incidente. Quant à la composante E_y excite un mode harmonique ($l = 1$) dans la grande cavité. Dans le cas où le métamatériau contient une seule ouverture métallique, deux modes de natures différentes doivent être excités à la même longueur d'onde pour les deux cas de polarisation du champ électrique (voir figures 1.2-a et 1.2-b). Notons que concevoir une lame avec une seule ouverture métallique, permet d'avoir de lames miniaturisées davantage puisque comme premier paramètre géométrique à réduire, est la période du réseau. Cet aspect de lames fonctionnant à bases de modes guidés est exploité dans notre équipe, un métamatériau était conçu, constitué d'ouvertures métalliques rectangulaires (asymétriques) de dimensions différentes et déposées à 90° l'une par rapport à l'autre et dont l'une est remplie par du verre. Une lame demi onde est obtenue : fonctionnelle à une longueur d'onde $\lambda_f = 737$ nm, son épaisseur $H = 175$ nm, accompagnée d'une transmission de 60 et présentant une biréfringence $\Delta n = 2.1$.

1.5 Formalisme de Jones de transmission

Le formalisme de Jones est un formalisme matriciel permettant de décrire l'état d'une onde électromagnétique et son évolution à travers un système optique. La matrice de Jones de transmission relie les composantes du champ électrique transmises pour une lame à retard d'épaisseur H et fonctionnelle à la longueur d'onde λ_f . Cette matrice est définie comme suit :

$$t(H, \lambda_f) = \begin{pmatrix} t_{xx} & t_{xy} \\ t_{yx} & t_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |t_{xx}| e^{i\phi_{xx}} & |t_{xy}| e^{i\phi_{xy}} \\ |t_{yx}| e^{i\phi_{yx}} & |t_{yy}| e^{i\phi_{yy}} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Avec :

- t_{xx} et t_{yy} : Termes diagonaux de polarisation causés respectivement par les composantes E_x et E_y du champ électrique de l'onde incidente.
- t_{yx} et t_{xy} : Termes non diagonaux et de dépolarisation causés respectivement par les composantes E_x et E_y du champ électrique de l'onde incidente.
- ϕ_{xx} , ϕ_{yy} , ϕ_{yx} et ϕ_{xy} : Phases des amplitudes transmises t_{xx} , t_{yy} , t_{yx} et t_{xy} respectivement.

1.6 Ellipticité et rotation optiques des lames à retard

La lumière naturelle est non polarisée puisqu'elle contient de multiples états de polarisation différents. Selon la forme géométrique que le vecteur champ électrique décrit (voir figure 1.4), nous trouvons trois types de polarisation de la lumière qui sont : rectiligne, circulaire et elliptique. Conformément à l'ordre de ellipticité η de l'ellipse décrite, nous avons : polarisation rectiligne $\eta = 0^\circ$, polarisation circulaire $\eta = 45^\circ$ et polarisation elliptique $0^\circ < \eta < 45^\circ$.

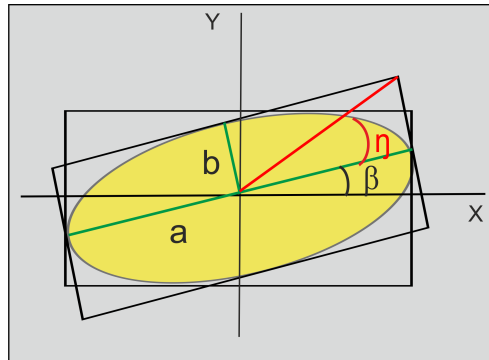


Figure 1.4 – Ellipse décrite par le vecteur champ électrique possède un demi-grand axe a et un demi-petit axe b , avec : η est son ellipticité et β angle d'orientation de cette polarisation elliptique par rapport l'axe xx' .

En ce qui concerne l'angle β , il donne l'orientation du plan de polarisation correspondant à l'angle que fait le demi-grand axe a de l'ellipse de l'onde par rapport à l'axe (xx') (voir figure 1.4).

L'ellipticité η et la rotation β sont liées au déphasage et aux amplitudes du champ électrique

comme suit :

$$\eta = \frac{1}{2} \times \arcsin((\sin(2\chi) \times \sin(\Delta\phi))) \quad (1.3)$$

$$\tan(2\beta) = \tan(2\chi) \times \cos(\Delta\phi) \quad (1.4)$$

Avec : $\chi = \arctan\left(\frac{E_y}{E_x}\right)$.

Les lames à retard permettent de transiter entre les trois types de polarisation de lumière qui existent dans la nature. Une lame demi-onde conserve la polarisation rectiligne de l'onde incidente à sa sortie et le plan de polarisation se trouve tourné de $\varphi = 2\gamma$. Une lame quart d'onde transforme une polarisation rectiligne en une polarisation circulaire (ou elliptique) et vice versa.

La suite de ce chapitre sera réservée pour une brève description du code FDTD basé sur la méthode de différences finies dans le domaine temporel que nous allons utiliser pour réaliser notre étude.

1.7 Principe de la méthode FDTD

La méthode des différences finies dans le domaine temporel est l'une des méthodes qui est largement exploitée en nano-optique. Cette technique de simulation est utilisée pour la modélisation de la propagation de la lumière à travers n'importe quel type de milieu (dispersifs et biréfringents...) et quelque soit la forme géométrique des objets (carrée, ronde...).

La méthode FDTD consiste à résoudre numériquement les équations de Maxwell en forme différentielle (voir le système d'équations 1.5) .

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.5.a)$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.5.b)$$

$$\text{div} \vec{D} = 0 \quad (1.5.c)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (1.5.d)$$

Avec :

- \vec{E} : Vecteur Champ électrique .
- \vec{D} : Vecteur Induction électrique.
- \vec{H} : Vecteur champ magnétique.
- \vec{B} : Vecteur Induction magnétique.

Cette méthode est basée sur les discrétisations de l'espace de calcul aux différences finies centrées selon le schéma de Yee (voir figure 1.5-a) et du temps selon le schéma saute-mouton (voir figure 1.5-b).

L'équation 1.6 montre un exemple de discrétisation de la composante E_x :

$$E_x^{n+1}(i, j, k) = E_x^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(\omega)} \left[\frac{1}{(i + \frac{1}{2})\Delta t} \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j - 1, k)}{\Delta y} \right. \quad (1.6)$$

$$\left. - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k - 1)}{\Delta z} \right]$$

Les autres composantes E_y , E_z , H_x , H_y et H_z s'obtiennent de la même manière.

Avec : Δx , Δy et Δz sont les pas de discrétisation spatiale et Δt est le pas temporel.

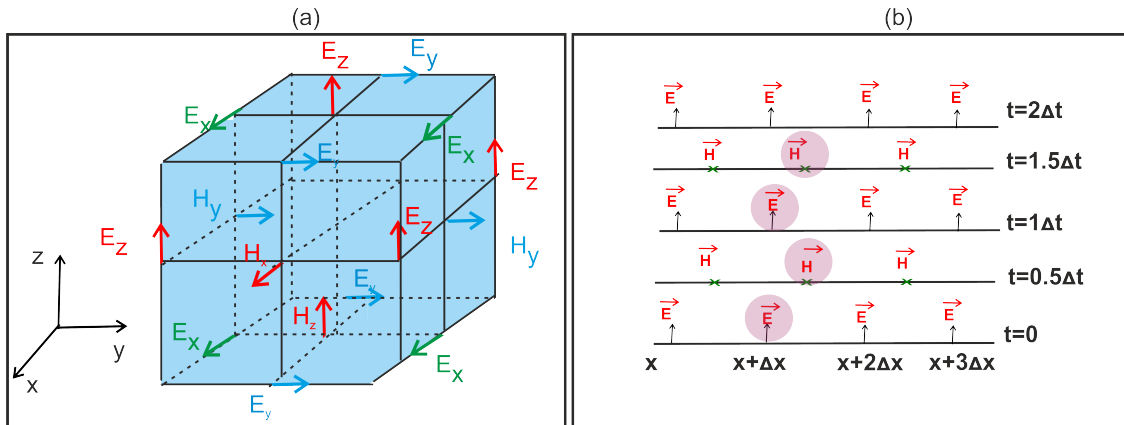


Figure 1.5 – a) Discretisation de l'espace de calcul selon le schéma de Yee et b) Discretisation temporelle selon schéma saute-mouton.

1.8 Critère de convergence

Pour éviter la divergence de l'algorithme FDTD, on doit respecter un critère de stabilité pour que nos calculs convergent vers des solutions finies. La discrétisation spatio-temporelle adoptée doit satisfaire une condition de stabilité appelée « critère de Courant-Friedrich-Levi » donnée par :

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

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

1.9 Conditions aux limites

1.9.1 Conditions de périodicité

Dans le cas d'une structure infiniment périodique nous faisons appel aux conditions aux limites périodiques de Floquet Bloch (*CLP*) (voir figure 1.6). Ces dernières sont utilisées dans nos calculs réalisés par la méthode FDTD, et nos structures sont périodiques dont la maille élémentaire est une maille carrée ($P_x = P_y$).

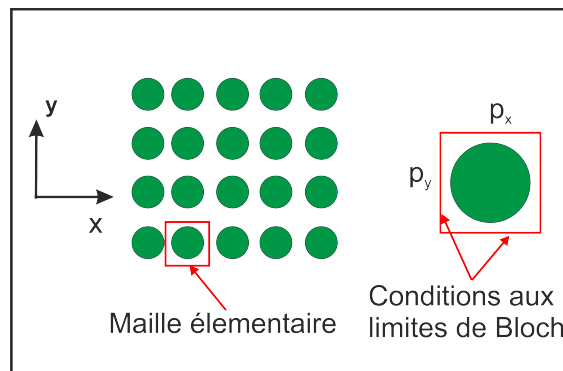


Figure 1.6 – Conditions aux limites adaptées au code FDTD : Condition de périodicité aux limites de Bloch .

1.9.2 Conditions d'absorption aux limites (PML)

Lors de travaux de simulation FDTD, des ressources informatiques sont limitées et aussi dans l'objectif de réduire les temps de calculs, il faut limiter les domaines de calculs. Pour ces deux contraintes informatiques (espace mémoire et temps de calculs), nous délimitons nos domaines de calculs par des couches parfaitement absorbantes (PML pour ; Perfectly Matched Layer) qui ont été proposées par « Berenger » (voir figure 1.7).

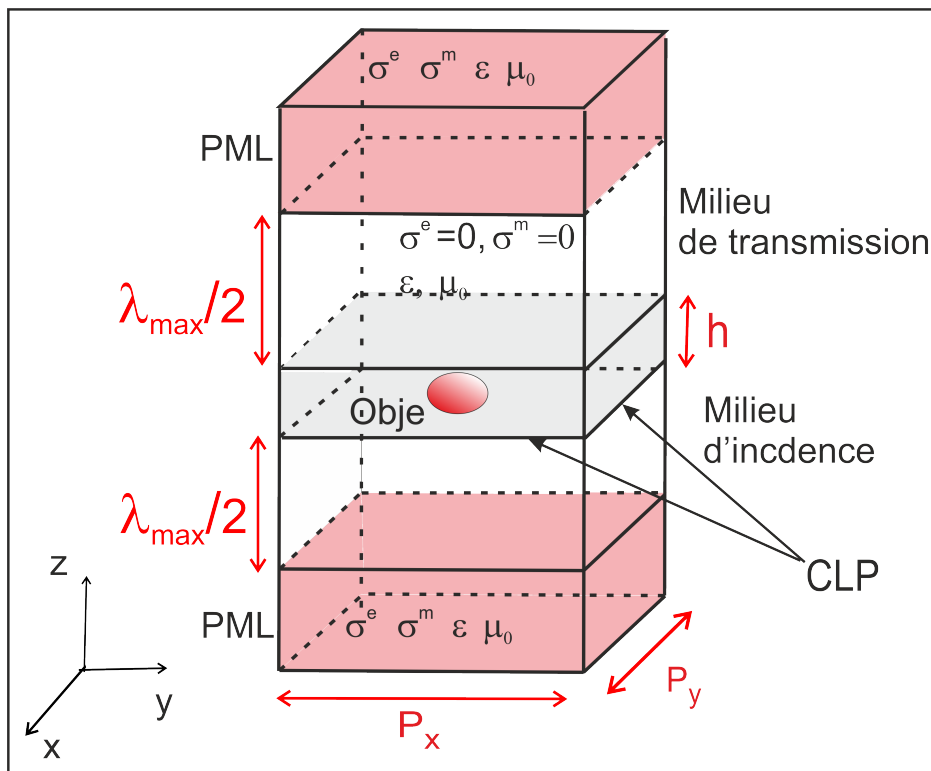


Figure 1.7 – Conditions aux limites adaptées au code FDTD : Condition de *PML* de « Berenger » pour la modélisation de l'espace ouvert suivant l'axe zz' de nos domaines de calculs.

Ces couches permettent l'absorption de toutes les ondes et évite les réflexions parasites vers le milieu d'incidence, ces couches sont placées à $\lambda_{max}/2$ de l'objet [16].

1.10 Description des milieux dispersifs par la méthode FDTD

Le modèle de Drude à deux points critiques (*DCP*) reproduit fidèlement les propriétés optiques des métaux nobles (Or et argent...) dans la gamme optique. La permittivité ana-

lytique de ce modèle est donnée ci-dessous :

$$\varepsilon_{DCP}(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_D^2}{\omega^2 + i\gamma_D\omega} + \sum_{p=1}^{p=2} G_p(\omega) \quad (1.7)$$

Avec :

$$G_p(\omega) = A_p \Omega_p \left(\frac{e^{i\phi_p}}{\Omega_p - \omega - i\Gamma_p} + \frac{e^{-i\phi_p}}{\Omega_p + \omega + i\Gamma_p} \right) \quad p = 1, 2$$

Avec :

- Le premier terme de l'équation (1.7) représente la contribution classique de Drude, dont ε_∞ est la constante diélectrique limite à hautes fréquences, ω_D la fréquence plasma du métal et γ_D le coefficient d'amortissement.
- Les termes contenus dans la somme 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 [17, 18].

Ce modèle de dispersion est intégré au code FDTD en faisant appel à l'équation constitutive du milieu : $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_{DCP}(\omega) \vec{E}$.

1.11 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons donné quelques définitions sur les matériaux et les méta-matériaux métalliques biréfringent utilisés pour l'exaltation de la transmission. Les méta-matériaux métalliques biréfringent exhibent les propriétés optiques des matériaux naturels qui présentent un grand intérêt pour la nano-optique. Nous avons aussi donné les grandes lignes de code FDTD fait en coordonnées cartésiennes que nous allons utiliser le long de ce travail.

Le chapitre suivant sera consacré à l'étude de la transmission exaltée via plusieurs méta-matériaux avec des nano-ouvertures de formes différentes dont l'objectif est de monter l'intérêt de choisir un méta-matériaux à base de nano-ouvertures en forme 'C'.

Chapitre 2

Transmission exaltée à travers des métamatériaux métalliques

2.1 Introduction

Depuis les travaux de Beth en 1944 [19], Ebbesen 1998 [20] suivit par les travaux de Fadi Baida et ses collaborateurs en 2002 [5, 6], la conception de dispositifs pour la nano-optique à base de structures métalliques sub-longueurs d'onde est devenue un champ de recherche très actif. Dans ces travaux, ils ont évalué la transmission via des ouvertures ; une ouverture cylindrique isolée présentait une transmission négligeable. Si cette ouverture est arrangée en réseau, la transmission est beaucoup plus élevée et elle passait à $T = 6\%$. Cette transmission atteint 90% pour un réseau métalliques d'ouvertures coaxiales [5, 6].

Dans ce chapitre, nous allons étudier la transmission exaltée à travers de métamatériaux métalliques sub-longueurs d'onde dont la forme des ouvertures est différente d'un réseau à un autre (rectangulaire, coaxiale et en forme de C). Une étude paramétrique de la transmission exaltée via la structure CSAA aura lieu.

2.2 Transmission exaltée : effets de la forme des ouvertures

Pour expliquer notre choix de concevoir une lame demi onde à base d'un métamatériau à base d'ouvertures en forme de C, nous proposerons dans ce chapitre, une étude de la transmission à travers trois réseaux d'ouvertures différentes :

2.2.1 Réseau d'ouvertures coaxiales (AAA)

Nous commençons par une structure métallique périodique d'ouvertures coaxiales (AAA pour ; Annular Aperature Array) qui est représentée sur la figure 2.1-a. Cette structure est définie par ces paramètres géométriques suivants : les périodes $P_x = P_y = 300nm$, les rayons intérieur $R_i = 50nm$ et extérieur $R_e = 100nm$ et l'épaisseur de la couche métallique en argent est $H = 100nm$ déposée sur un substrat en verre ($n = 1.5$) (voir figure 2.1-a).

Nous simulons la transmission à travers ce réseau métallique en polarisation E_y et le spectre de transmission associé est présenté sur la figure 2.1-b. Comme le montre la figure 2.1-b, cette structure présente un pic de transmission à la longueur d'onde $\lambda = 676nm$. Ce pic de transmission correspond à l'excitation du premier mode à la coupure $TE_{11}(l=0)$ de l'ouverture coaxiale confirmé par la cartographie du champ électrique qui présente deux lobes (voir l'insère de la figure 2.1-b).

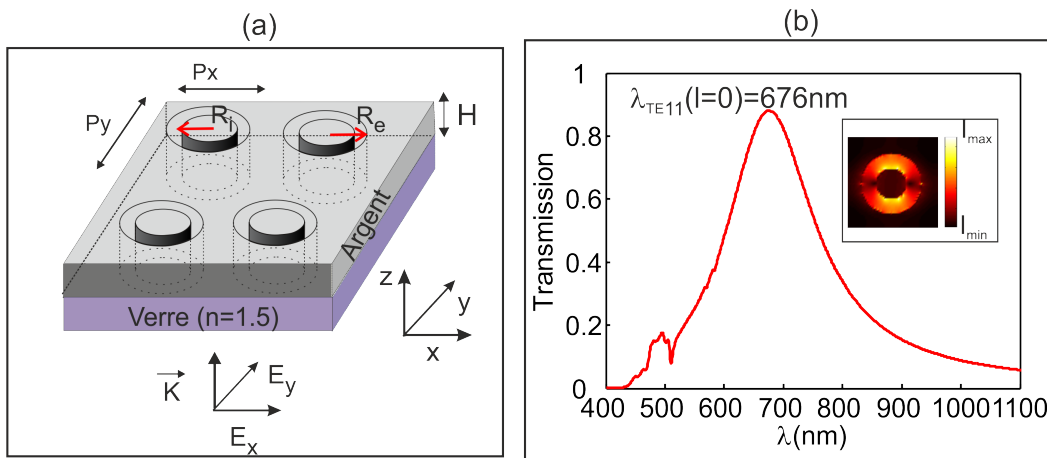


Figure 2.1 – a) Réseau d'ouvertures coaxiales gravées dans une couche d'argent d'épaisseur H et déposée sur du verre ($n = 1.5$) et b) Spectre de transmission à travers cette structure avec : $P_x = P_y = 300nm$, $R_i = 50nm$, $R_e = 100nm$ et $H = 100nm$.

L'ouverture coaxiale ayant pour mode fondamental le mode TE_{11} excité à une grande longueur d'onde et accompagné d'une transmission exaltée comparativement à celle du premier mode de la cavité cylindrique [6].

2.2.2 Réseau d'ouvertures rectangulaires (RAA)

Le deuxième réseau que nous considérons, est un métamatériau qui est sous forme d'un réseau d'ouvertures rectangulaires (RAA pour ; Rectangular Aperture Array). Ces ouvertures rectangulaires sont gravées dans un film métallique d'argent d'épaisseur $H = 100nm$ et déposée sur un substrat en verre ($n = 1.5$). Les ouvertures sont déposées parallèlement à l'axe yy' et elles sont définies par une largeur $L_x = 60nm$ et une longueur $L_y = 260nm$.

Pour ce motif rectangulaire, nous avons considéré deux cas de polarisation du champ électrique : la polarisation E_x et la polarisation E_y . Les spectres de transmission obtenus pour ces deux polarisations sont rapportés sur la figure 2.2-b. Comme nous l'observons, un pic de transmission est obtenu à la longueur d'onde $\lambda = 929nm$ pour une polarisation E_y .

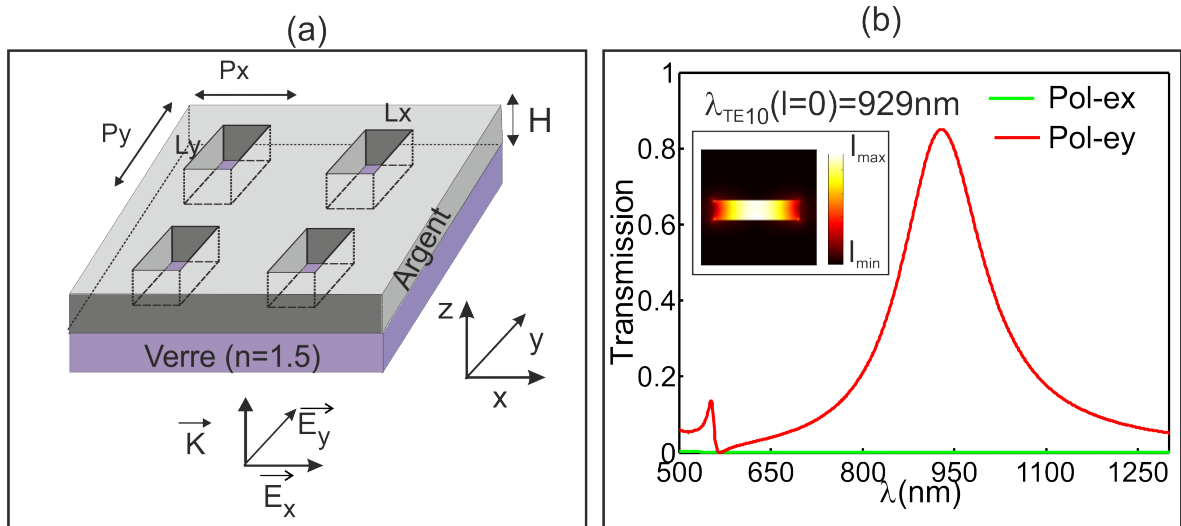


Figure 2.2 – a) Métamatériau qui consiste en un réseau d'ouvertures rectangulaires gravées dans une couche d'argent d'épaisseur H et déposée sur du verre ($n = 1.5$) et b) spectre de transmission quand cette structure est excitée par les composantes E_x et E_y du champ électrique respectivement avec : $P_x = P_y = 350nm$, $L_x = 60nm$ et $L_y = 260nm$ et $H = 100nm$.

Ce pic de transmission correspond à la coupure du mode fondamental TE_{10} d'une ouverture rectangulaire confirmé par l'image de la distribution de l'intensité du champ électrique

encastrée dans la figure 2.2-b et qui présente un seul lobe. Pour la cas de la polarisation E_x , aucun mode n'est excité, ce qui confirme que cette ouverture est asymétrique.

2.2.3 Réseau d'ouvertures en forme de 'C' (CSAA)

Le troisième réseau considéré est une structure périodique d'ouvertures en forme de 'C' (CSAA pour ; C-Shaped Aperture Array). Ce motif en forme de 'C' consiste en une cavité coaxiale avec une partie métallique additionnelle (voir figure 2.2 -a). Cette partie dans nos calculs, nous l'avons définie sous forme d'un angle θ pour faciliter sa variation dans nos calculs FDTD. Nous pouvons se projeter en terme de distance moyenne de cette partie métallique que nous calculons comme suit : $M = \frac{\theta \times \pi}{180} (\frac{R_i + R_e}{2})$. Ou encore l'ouverture en forme de C, peut être assimilée à une ouverture rectangulaire courbée (voir figure 2.2 -a), donc : $\lambda_{TE_{10}}^c(l = 0) = 2L_{moy}$, avec $L_{moy} = (\frac{R_i + R_e}{2})(2\pi - \theta)$. La position de son mode fondamental à la coupure $\lambda_{TE_{10}}(l = 0)$ est donnée comme suit :

$$\lambda_{TE_{10}}(l = 0) = 2 \times L_{moy} = 2 \times (\frac{R_i + R_e}{2})(2\pi - \theta) \quad (2.1)$$

Sur la figure 2.3-b, nous avons porté la transmission calculée via la structure de la figure 2.3-a. Les dimensions de cette structure sont : $P_x = P_y = 250nm$, rayon intérieur $R_i = 50nm$, rayon extérieur $R_e = 100nm$, $H = 100nm$ et $\theta = 120^\circ$. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.3-b, le spectre de transmission présente un pic de transmission à la longueur d'onde $\lambda = 1124nm$ pour le cas de polarisation E_x du champ électrique. La distribution spatiale de l'intensité du champ électrique à $\lambda = 1124nm$ montre que ce mode présente un seul lobe ce qui confirme que ce mode est le mode TE_{10} (voir l'intercale à droite de la figure 2.3-b). Un autre calcul est réalisé quand cette structure est éclairée par la seconde composante du champ électrique E_y , ce qui permet l'excitation du mode fondamental $\lambda_{TE_{20}}(l = 0) = 532nm$ confirmé par la cartographie du champ électrique de ce mode (voir l'intercale à gauche de la figure 2.3-b).

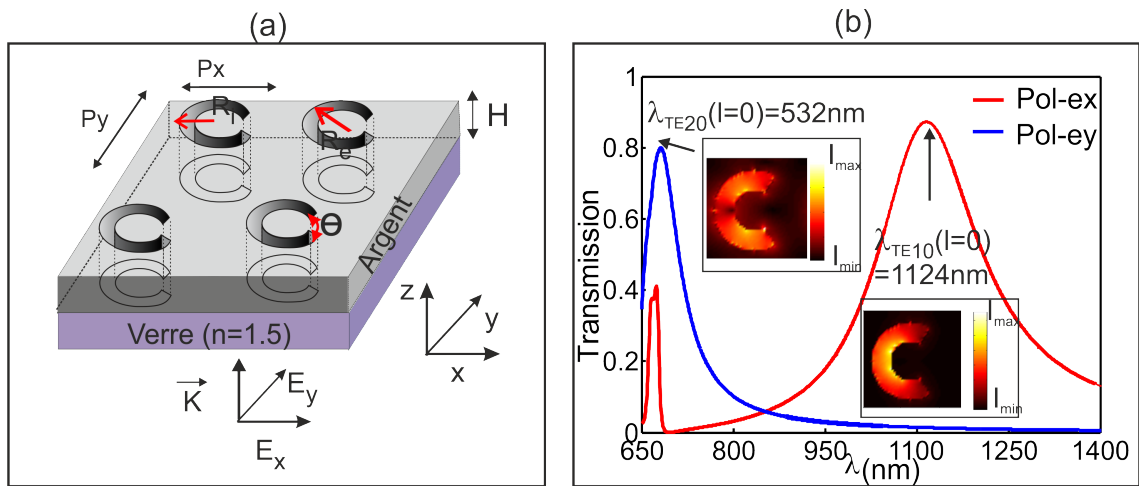


Figure 2.3 – a) Réseau d’ouvertures en forme de ‘C’ gravées dans une couche d’argent d’épaisseur H déposée sur du verre ($n = 1.5$) et b) spectre de transmission quand cette structure est excitée par les composantes E_x et E_y du champ électrique respectivement avec : $P_x = P_y = 250nm$, $R_i = 50nm$, $R_e = 100nm$, $\theta = 120^\circ$ et $H = 100nm$.

L’ensemble de ces calculs comparatifs entre les structures AAA, RAA et CSAA expliquent notre tendance à exploiter un réseau d’ouvertures en forme de ‘C’. La suite de ce chapitre sera consacrée pour l’étude paramétrique de la transmission exaltée à travers la structure CSAA.

2.3 Étude paramétrique de la transmission exaltée à travers la structure CSAA

2.3.1 Effets du remplissage des ouvertures

Pour ce calcul, nous allons considérer la même structure que précédemment (voir figure 2.3-a) et nous allons introduire un diélectrique dans ses ouvertures et nous avons opter pour du verre ($n = 1.5$) (voir figure 2.4-a). Les spectres de transmission obtenus sont présentés sur les figures 2.4-b et 2.4-c et cela pour les deux cas de polarisation du champ électrique : composante E_x et la composante E_y respectivement.

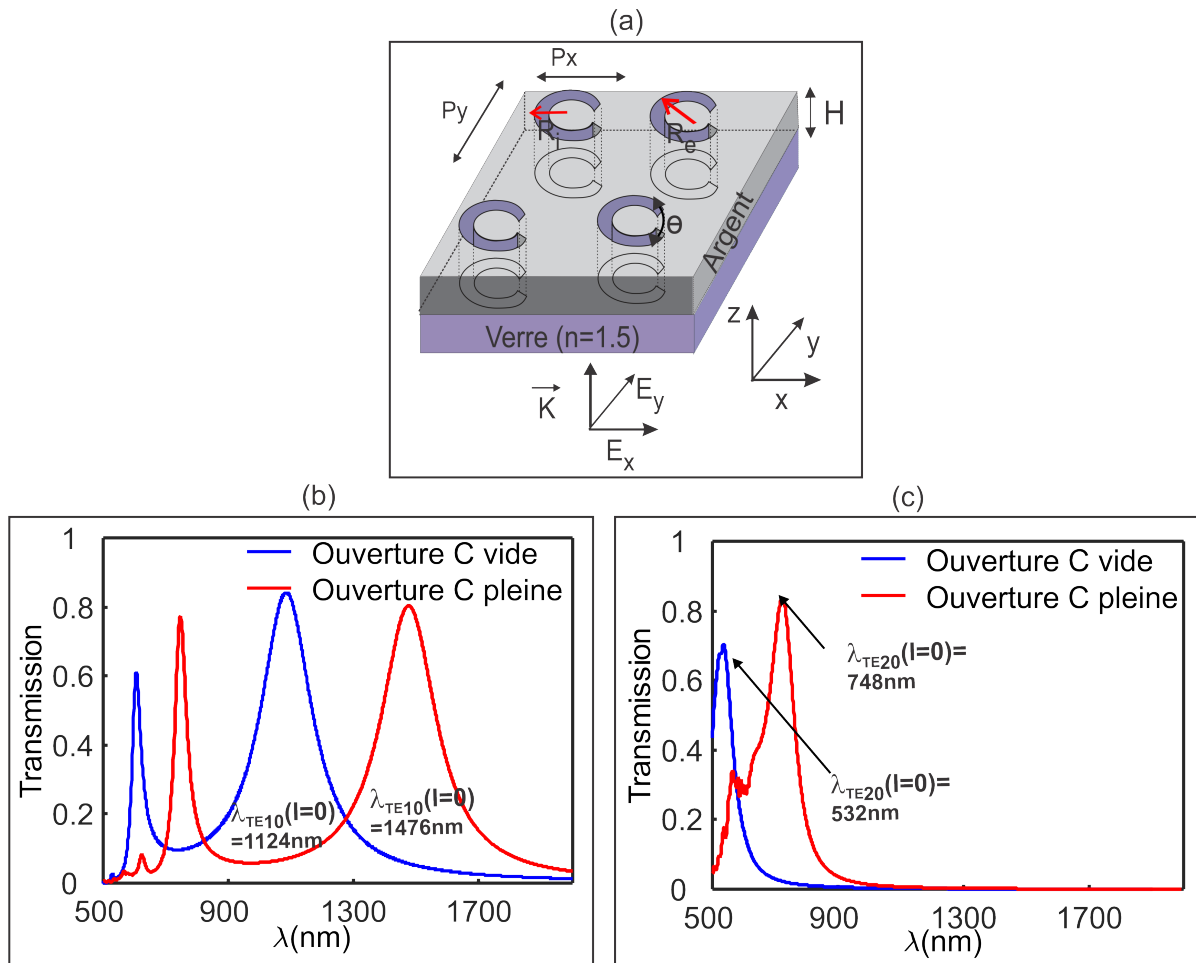


Figure 2.4 – a) Réseau d’ouvertures en forme de ‘C’ remplies par du verre, gravées dans une couche d’argent d’épaisseur H déposée sur du verre ($n = 1.5$), b) et c) Spectres de transmission quand cette structure est excitée par les composantes E_x et E_y respectivement (spectre en bleu : les ouvertures sont vides et spectre en rouge : les ouvertures sont pleines) avec : $P_x = P_y = 250\text{nm}$, $R_i = 50\text{nm}$, $R_e = 50\text{nm}$, $\theta = 120^\circ$ et $H = 100\text{nm}$.

Dans l’objectif de voir l’effet du remplissage, nous avons rassemblé sur des mêmes figures les spectres de transmission quand cette ouverture est vide et pleine pour chacun une des composantes du champ électrique E_x et E_y respectivement. Comme le montre les figures 2.4-b et 2.4-c, le pic de transmission correspondant à la coupure du mode fondamental TE_{10} de cette cavité passe à $\lambda_{TE_{10}}(l = 0) = 1476\text{nm}$ et le mode TE_{20} passe à $\lambda_{TE_{20}}(l = 0) = 748\text{nm}$ et cela pour les mêmes paramètres géométriques.

Le remplissage des cavités de la structure CSAA, induit le décalage des modes $TE_{10}(l = 0)$ et $TE_{20}(l = 0)$ vers les grandes longueurs d’onde. Comme nous remarquons aussi l’importance de la transmission du mode $TE_{20}(l = 0)$ (voir figure 2.4-c) contrairement au mode

$TE_{10}(l = 0)$ qui décroît légèrement dans le cas où les ouvertures sont remplies (voir figure 2.4-b). Ces calculs montrent les avantages de la structure CSAA et particulièrement quand ses ouvertures sont remplies par du verre.

2.3.2 Effets du substrat

Dans cette section nous avons changé le substrat en considérant en premier lieu la structure CSAA suspendue dans l'air ($n = 1$). Ensuite la couche métallique en argent sera déposée sur un substrat en verre ($n = 1.5$) et puis sur un substrat en niobate de lithium (NL) ($n = 2.26$). Les résultats de cette étude sont rapportés sur la figure 2.5. Cette figure montre la réponse spectrale de la structure CSAA, nous remarquons le mode propre à la coupure $TE_{10}(l = 0)$ est décalé vers les grandes longueurs d'onde (shift vers le rouge) quant n du substrat augmente. Quant aux taux de transmission, il décroît et cela peut être expliqué pour l'importance de l'absorption optique.

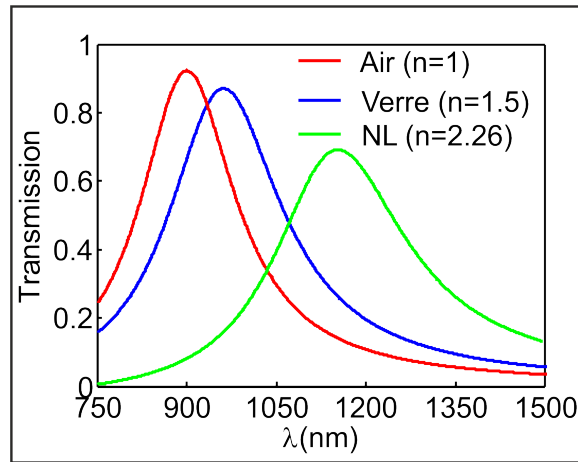


Figure 2.5 – Spectres de transmission quand cette structure est excitée par la composante du champ électrique E_x pour : $P_x = P_y = 250nm$, $R_i = 50nm$ et $R_e = 100nm$, $\theta = 120^\circ$ et $H = 100nm$ en faisant varier l'indice du substrat.

Dans la suite de ce travail, nous allons considérer une structure de cavités en forme de 'C' remplies par du verre et gravées dans un film d'argent déposé sur un substrat en verre ($n = 1.5$) qui répond mieux à nos besoins (modes propres excités dans la gamme du visible et avec une transmission exaltée). Les substrats présentent un intérêt expérimental puisque il est comme un support à la couche métallique et les positions de modes de ses nano-ouvertures se trouvent déplacées vers des grandes longueurs d'onde.

2.3.3 Effets de l'épaisseur de la couche métallique

Les modes propres à la coupure des guides d'ondes sont excités pour des épaisseurs de la couches métalliques faibles et même pour des épaisseurs infinies [7, 21]. Quant aux modes propres harmoniques nommés modes de Fabry-Pérot, il existe une épaisseur minimale pour les faire excités [8, 9]. Leurs positions analytiques sont données par cette équation :

$$\lambda_{l>0} \simeq \frac{2H}{l\sqrt{1 + \left(\frac{2H}{\lambda_c l}\right)^2}} \quad (2.2)$$

avec :

- H : Épaisseur de la couche métallique.
- λ : Longueur d'onde à la coupure du premier mode.
- l : Entier qui correspond à l'ordre du mode harmonique.

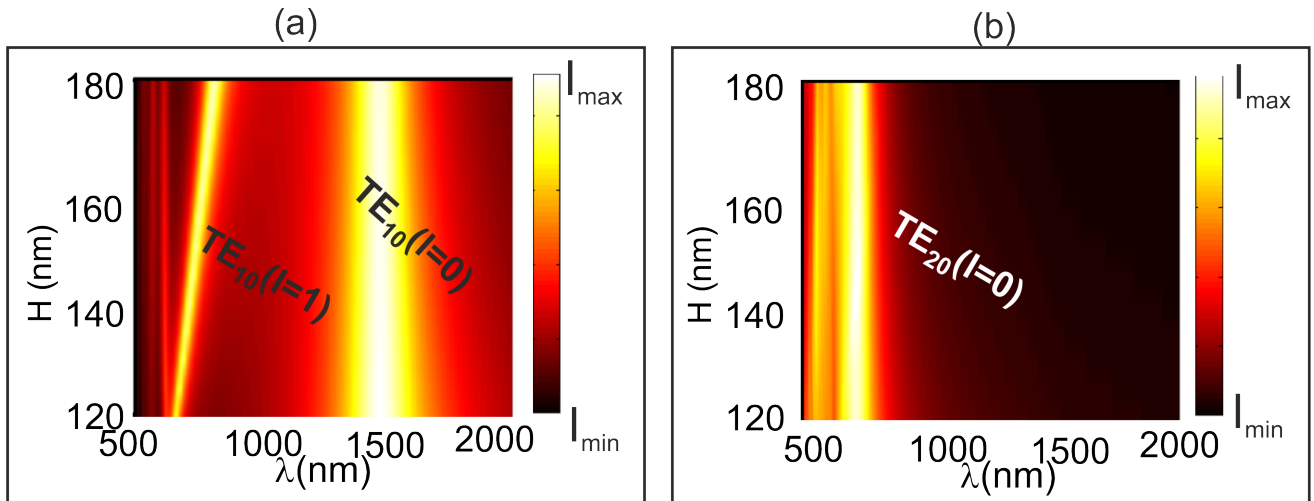


Figure 2.6 – Intensités transmises à travers la structure CSAA de paramètres géométriques suivants : $P_x = P_y = 250nm$, $R_i = 50nm$, $R_e = 100nm$ et $\theta = 120^\circ$ en variant l'épaisseur de la couche métallique H .

La figure 2.6 présente les résultats des calculs réalisés sur la même structure que précédemment (voir figure 2.4-a), mais cette fois en variant l'épaisseur H de la couche en argent et déposée sur substrat en verre ($n = 1.5$). Pour obtenir le diagramme des intensité illustré dans la figure 2.6, nous avons éclairé notre structure par la composante E_x du champ électrique et cela pour évaluer le comportement optique du mode à la coupure $TE_{10}(l = 0)$ et son harmonique $TE_{10}(l = 1)$ en fonction de l'épaisseur H de la couche métallique de la structure CSAA . La figure 2.6-b, nous rapporte les résultats de cette étude quand cette

structure est éclairée par la composante du champ électrique E_y pour suivre la variation de la position du mode $TE_{20}(l = 0)$.

Pour les grandes valeurs de l'épaisseur de la couche métallique H , nous voyons apparaître un mode supplémentaire correspondant à l'harmonique Fabry-Pérot $TE_{10}(l = 1)$ du mode à la coupure $TE_{10}(l = 0)$ (voir figure 2.6-a). En effet pour une épaisseur H élevée, nous pouvons exciter les modes harmoniques FP conformément à l'équation 2.2 [9].

Dans ce cas nous remarquons clairement que les modes fondamentaux à la coupure $TE_{10}(l = 0)$ et $TE_{20}(l = 0)$ sont quasiment indépendantes de l'évolution de H (voir figure 2.6-a et 2.6-a), contrairement à l'harmonique $TE_{10}(l = 1)$ du mode $TE_{10}(l = 0)$ qui se déplace vers les grandes longueurs d'ondes en augmentant l'épaisseur H de la couche métallique (voir figure 2.6-a). Cette sensibilité de l'harmonique FP $TE_{10}(l = 1)$ à la variation de l'épaisseur H de la couche métallique sera exploitée dans la suite de ce mémoire pour obtenir le déphasage voulu et afin de concevoir une lame à retard ultra-mince.

2.3.4 Effets d'ouvertures métallique additionnelle (θ)

La position du mode fondamental à la coupure $\lambda_{TE_{10}}(l = 0)$ d'une ouverture en forme de 'C' dépend de la partie métallique additionnelle θ (voir équation 2.1). Pour voir son effet, nous considérons la figure 2.4-a, avec ces paramètres géométriques suivants : $P_x = P_y = 250nm$, $R_i = 50nm$, $R_e = 100nm$, $H = 150nm$ et en faisant varier l'angle θ de cette partie métallique de 100° à 130° . La figure 2.7, présente les positions du mode $TE_{10}(l = 0)$ en fonction des différentes valeurs de θ .

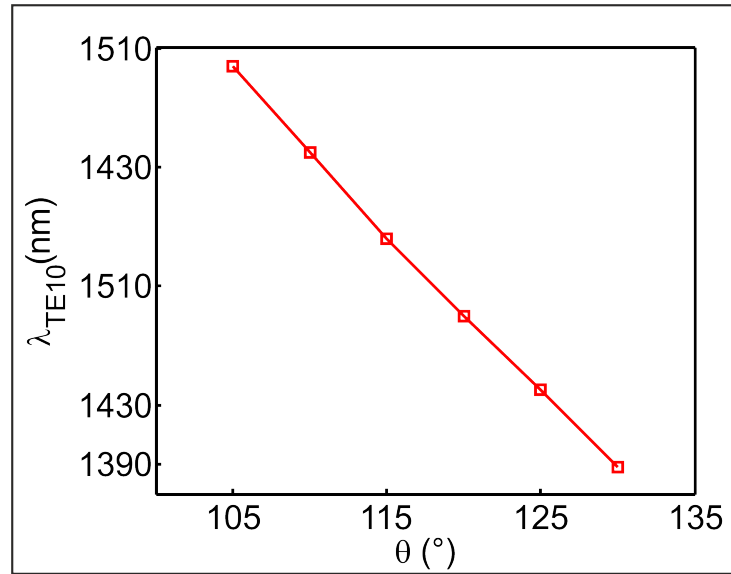


Figure 2.7 – Effet de la variation de la partie métallique θ de la structure de la figure 2.4-a avec : $P_x = P_y = 250nm$, $R_i = 50nm$, $R_e = 100nm$, $H = 150nm$ et θ varie.

Nous constatons que la longueur d'onde du mode $\lambda_{TE_{10}}(l = 0)$ diminue en fonction de θ , elle a tendance à se déplacer vers les petites longueurs d'onde (shift vers le bleu) conformément à l'équation 2.1.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié par la méthode FDTD la transmission exaltée à travers trois réseaux métalliques à base des ouvertures : coaxiale, rectangulaire, et enfin en forme de 'C'. Nous avons aussi montré que l'excitation des modes propres dépend fortement de la direction de polarisation de l'onde incidente pour le cas des structures RAA et CSAA. Par la suite nous nous sommes intéressés à la structure CSAA, en raison de sa propriété d'asymétrie et aussi elle présente des modes excités à des grandes longueurs d'onde comparativement aux positions des modes des autres ouvertures. Le remplissage de cavités de la structure CSAA et ainsi que son épaisseur influent sur les modes à la coupure et ainsi sur les modes harmoniques de Fabry Pérot. La longueur de la partie métallique additionnelle θ affecte les positions des modes propres de la cavité en forme de 'C'.

Le dernier chapitre portera sur la conception d'une lame à retard demi-onde fonctionnelle dans la gamme du visible à base de la structure CSAA ; ses propriétés optiques seront étudiées.

Conclusion générale

Notre travail s'est porté sur la conception d'une lame demi onde métallique fonctionnelle dans la gamme du visible. Cette lame consiste en un réseau métallique d'ouvertures en forme de 'C'. Cette étude est réalisée par un code FDTD fait en coordonnées cartésiennes dont la dispersion de la couche métallique faite en argent est décrite par le modèle de Drude à deux points critiques.

Dans le premier chapitre nous avons rappelé certains formalismes mathématiques sur la propagation de la lumière dans les matériaux présentant une biréfringence naturelle. Nous avons constaté que les lames à retard classiques (conventionnelles) présentent des limites pratiques, puisqu'elles sont épaisses et présentent des faibles transmissions. Pour ces inconvénients les opticiens se sont orientés vers la conception de métamatériaux pour améliorer les propriétés optiques de ces dispositifs existant déjà. Des lames à retard conçues à base de ces métamatériaux métalliques présentent des propriétés optiques améliorées en termes de compacité et de transmission.

Dans le deuxième chapitre une étude de la transmission exaltée a eu lieu à travers trois métamatériaux métalliques. Les métamatériaux étudiés sont des structures périodiques à cavités coaxiales, rectangulaires et en fin en forme de 'C'. Les résultats de ces calculs ont montré l'avantage d'un métamatériau d'ouvertures en forme de 'C' en particulier si un diélectrique est introduit dans ses ouvertures.

Les résultats du chapitre II, nous ont motivés d'utiliser cette structure pour concevoir une lame demi onde pour la nano-optique. Le principe de son fonctionnement est fondé sur l'excitation de deux modes à indice effectif différents qui sont $TE_{10}(l = 1)$ et $TE_{20}(l = 0)$ pour les deux polarisations du champ électrique (E_x et E_y). La lame obtenue est congrue en terme de compacité puisque l'épaisseur de ce métamatériau est de $H = 150nm$ pour une longueur d'onde de fonctionnement $\lambda_f = 748nm$. Une transmission de 70% est atteinte

via cette lame suivit d'une biréfringence artificielle Δn qui vaut 2.46. Toutes ces propriétés rendent cette lame trop appropriée pour être intégrée dans les dispositifs en nano-optique.

Ce type de lames pourra fortement être utilisé pour la conception des dispositifs nécessitant l'exaltation de la transmission dans divers domaines tel que l'astronomie (création de polariseur de transmission plus performante), la médecine (création de dispositifs détectant des virus pandémiques ou encore l'emplacement des cellules cancéreuses)....

Comme perspective, nous comptons étendre notre étude pour concevoir des lames à retard dans la gamme optique.

Bibliographie

- [1] J. Jenkin, A unique partnership : William and Lawrence Bragg and the 1915 Nobel Prize in Physics, *Minerva* 39 (2001) 373.
- [2] A. Gascon, Fabrication et caractérisation de cristaux photoniques pour exaltation de fluorescence, Ph.D. thesis, École Polytechnique de Montréal (2010).
- [3] S. Chevalier, Étude de couches structurées à base d'azopolymères pour l'optique diffractive et plasmonique photo-modulable, Ph.D. thesis, Université Paris Saclay (COMUE) (2019).
- [4] M. Hamidi, F. I. Baida, A. Belkhir, O. Lamrous, Implementation of the critical points model in a FDTD code working in oblique incidence, *J. Phys. D : App. Phys.* 44 (2011) 245101.
- [5] F. Baida, D. Van Labeke, Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films, *Opt. Commun.* 209 (2002) 17.
- [6] F. Baida, D. Van Labeke, Three-dimensional structures for enhanced transmission through a metallic film : Annular aperture arrays, *Phys. Rev. B* 67 (2003) 155314.
- [7] Z. KEBCI, A. Belkhir, A. Mezeghrane, O. Lamrous, 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 (2018) 33.
- [8] Z. KEBCI, Implémentation de modèles numériques basés sur la FDTD pour des applications en nano-optique, Ph.D. thesis, Université Mouloud Mammeri, Tizi Ouzou (2018).
- [9] F. Baida, M. Boutria, R. Oussaid, D. Van Labeke, Enhanced-transmission metamaterials as anisotropic plates, *Phys. Rev. B* 84 (2011) 035107.

-
- [10] F. Fadi, A. Belkhir, Finite difference time domain method for grating structures, AMU (PUP), 2012, p. 9.1.
- [11] L. H. Cescato, E. Gluch, N. Streibl, Holographic quarterwave plates, *Appl. opt.* 29 (1990) 3286.
- [12] S. C. Saha, Y. Ma, J. P. Grant, A. Khalid, D. R. Cumming, Imprinted terahertz artificial dielectric quarter wave plates, *Opt. Express.* 18 (2010) 12168.
- [13] J. Dahdah, J. Hoblos, F. I. Baida, Nanocoaxial waveguide grating as quarter-wave plates in the visible range, *IEEE Photon. J.* 4 (2012) 87.
- [14] L. Wang, S. Jiang, H. Hu, H. Song, W. Zeng, Q. Gan, Artificial birefringent metallic planar structures for terahertz wave polarization manipulation, *Opt. Lett.* 39 (2014) 311.
- [15] T. Zeghdoudi, Z. Kebci, A. Mezeghrane, A. Belkhir, F. I. Baida, Half-wave plate based on a birefringent metamaterial in the visible range, *Optics Communications* 487 (2021) 126804.
- [16] A. Belkhir, Extension de la modélisation par fdtd en nano-optique, Ph.D. thesis, Université de Franche-Comté (2008).
- [17] P. G. Etchegoin, E. Le Ru, M. Meyer, An analytic model for the optical properties of gold, *J. of chem. phys.* 125 (2006) 164705.
- [18] P. G. Etchegoin, E. C. L. Ru, M. Meyer, Erratum : An analytic model for the optical properties of gold, *J. Chem. Phys.* 127 (2007) 189901.
- [19] H. Bethe, Theory of diffraction by small holes, *Phys. Rev.* 66 (1944) 163.
- [20] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. Ghaemi, T. Thio, P. Wolff, Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays, *Nature.* 391 (1998) 667.
- [21] F. I. Baida, A. Belkhir, D. Van Labeke, O. Lamrous, Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range : Role of the plasmonic modes, *Phys. Rev. B* 74 (2006) 205419.