

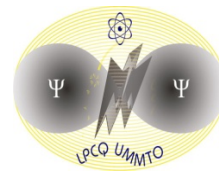


UNIVERSITE MOULOUD MAMMERI DE TIZI-OUZOU

FACULTE DES SCIENCES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

LABORATOIRE DE PHYSIQUE ET CHIMIE QUANTIQUE



Mémoire de Master

SPECIALITE PHYSIQUE

Option :

Physique de l'Interaction Rayonnement Matière

Thème :

Étude théorique de l'excitation du mode TEM de la structure AAA à double inclinaison

Proposé et dirigé par :

Mr. BELKHIR

Abderrahmane

Présenté par :

Mr. MESSAOUI

Meziane

Soutenu le 05-09-2015 devant le jury:

Mr. BENAKKI Mouloud

Mr. HAMIDI Mahdi

Professeur UMMTO

MCB UMMTO

President

Examineur

2014-2015

Remerciement

Avant toute chose je remercie le responsable de la formation qui a fait tout ce qui était en son pouvoir afin de réussir notre formation et a mis à notre disposition une équipe d'enseignants de qualité.

Je tiens à remercier mon promoteur Mr. Abderrahmane BELKHIR pour son investissement dans le but de présenter un travail décent, et toutes les recommandations ainsi que les conseils avisés qu'il me portait durant ce travail.

Je tiens à remercier Mr. MEZEGHRANE Abdelaziz d'avoir participé à la correction de ce manuscrit.

Je tiens à remercier les membres du jury qui nous font l'honneur d'évaluer ce travail.

Je tiens aussi à remercier le directeur du laboratoire de physique et chimie quantique qui a mis à notre disposition toutes les commodités nécessaires au bon déroulement de notre stage d'initiation à la recherche.

Je remercie également, mes amis pour leur soutien pendant la durée de ce travail, mes camarades de master 2 et un merci spécial à chikh.

Sans oublier tous les enseignants qui nous ont assurés une formation de qualité en licence et en master et tous les membres du laboratoire LPCQ permanents, vacataires et étudiants doctorants : Aomar, Faouzi, Samy, Sofiane, Samira, Zahia.

Enfin je tiens à porter un grand merci à toute ma famille qui m'a supporté, tout au long de ces années d'études et aussi ma femme qui est pour moi une source de réconfort et d'inspiration.

Table des matières

Remerciement	I
Introduction Générale	1
1 Généralités sur les cristaux photoniques	4
1.1 Introduction	4
1.2 Structure périodique	5
1.3 La propagation d'une OEM dans une structure métallique	6
1.3.1 Les modes guidés	7
1.3.2 Le mode TE	7
1.3.3 Le mode TM	8
1.3.4 Le mode TEM	9
2 Technique de calcul numérique : Méthode FDTD	10
2.1 Introduction	10
2.2 Équations de Maxwell	11
2.2.1 Équations de Maxwell aux différences finies centrées	12
2.3 Conditions aux limites	14
2.3.1 Conditions aux limites périodiques	14
2.3.2 Conditions d'absorption aux frontières :PML de Bérenger	15
2.4 Le maillage	16
2.5 Stabilité et dispersion numérique	16
2.6 Conclusion	17
3 Étude de la structure AAA inclinée	18
3.1 Introduction à la structure de Réseau d'ouvertures annulaires AAA	18
3.2 Structure AAA simple inclinaison	20
3.2.1 Définition	20

3.2.2	Excitation du mode TEM d'une structure AAA simple inclinaison	20
3.3	Structure AAA à double inclinaison	24
3.3.1	Analogie avec deux circuits LC couplés par inductance mutuelle	26
3.3.2	Excitation du mode TEM d'une structure AAA à double inclinaison avec âme allongée	28
3.4	Effet de la polarisation sur la réponse optique de la structure AAA à double incli- naison	29
3.5	Conclusion	32
Conclusion générale et Perspective		32
Bibliographie		33

Liste des symboles

$\vec{E}$: vecteur champ électrique.

$\vec{H}$: vecteur champ magnétique.

$\vec{D}$: vecteur déplacement électrique ou vecteur induction électrique.

$\vec{B}$: vecteur induction magnétique.

ε : permittivité électrique absolue.

ε_0 : permittivité électrique du vide.

λ : longueur d'onde.

μ_0 : perméabilité magnétique du vide.

μ : perméabilité magnétique absolue.

ω : pulsation.

ω_p : pulsation plasma.

Γ_D : facteur d'amortissement de Drude.

ν : fréquence.

σ_m : conductivité magnétique.

σ_e : conductivité électrique.

e_{pml} : épaisseur de la couche PML.

σ_{max} : conductivité maximale.

x_{pml} : profondeur du milieu PML.

Table des figures

1.1	Représentation schématique des cristaux photoniques unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D)	5
1.2	Structure cristalline : a) Carrée, b) Triangulaire, c) Hexagonale	6
2.1	Structure périodique à 2D et maille élémentaire.	14
2.2	Les PML de Berenger	15
2.3	Schéma du maillage adaptatif utilisé	16
3.1	Schéma de la structure AAA déposée sur du verre, de rayon interne R_i et externe R_e	18
3.2	Tableau comparatif entre les longueur d'onde de coupure des premiers modes guidés pour trois structures : rectangulaire, cylindrique et coaxiale	19
3.3	Schéma d'une structure AAA à simple inclinaison	20
3.4	Structure coaxiale inclinée suivant X, à gauche la coupe XY, à droite la coupe XZ	21
3.5	Spectre de transmission d'une structure AAA inclinée suivant X : A) polarisation X, B) polarisation Y	22
3.6	Structure coaxiale inclinée suivant Y. À gauche la coupe XY, à droite la coupe YZ	23
3.7	Spectre de transmission d'une structure AAA inclinée Y : A) polarisation X, B) polarisation Y	23
3.8	Structure coaxiale inclinée suivant X et Y	24
3.9	Spectre de transmission d'une structure AAA à double inclinaison. Le mode TEM est dégénéré en deux pic dont l'un est à $\lambda_1 = 710.5nm$ et l'autre est à $\lambda_2 = 727.5$	25
3.10	Les deux spectres de transmission des deux structure simple et double inclinaison	26
3.11	Schéma de deux circuits LC couplés par inductance mutuelle	26
3.12	Exemple d'un coax incliné suivant X avec âme allongée d'un seul côté (coupe XZ)	28
3.13	Spectre de transmission d'une structure coaxiale à double inclinaison avec âme allongée	28
3.14	Spectres de transmission en fonction de la direction de propagation. A) de 0 à 45 degrés, B) de 45 à 90 degrés	30
3.15	Spectres de transmission en fonction de la direction de propagation. de 0 à 90 degrés	31
3.16	Spectres de transmission en fonction de la direction de propagation. 135 degrés	32

Introduction Générale

Le travail proposé porte sur l'étude à deux dimension d'un cristal présentant des propriétés de guidage d'onde électromagnétique pour des applications de transmission exaltées.

En 1991 Yablonovitch met au point le premier cristal photonique 3D qui permet le guidage d'ondes électromagnétiques. Vu la difficulté de le fabriquer, les recherches se sont orientées vers les cristaux photoniques 2D car plus facile à concevoir. Comme la structure considérée dans ce travail est bi-dimensionnelle alors un rappel de quelques résultats important dans le cadre de la transmission exaltée s'impose. En 1998 Ebessen et al. font une étude sur un cristal photonique qui est formé d'une couche métallique dans laquelle sont percés des trous de forme cylindrique, la grande transmission observée est qualifiée d'extraordinaire. Puis Baida et Van Labeke [1] proposent des structures à ouvertures annulaires (AAA pour Annular Aperture Array) à la place des cylindres pour des applications de transmission exaltée. Une recherche intensive sur ce domaine a été observée ces dernières années [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9].

Le thème général de ce travail porte sur l'étude de la transmission extraordinaire de la lumière en excitant le mode TEM de la structure AAA à double inclinaison par une onde plane en incidence normale. Ce manuscrit est structuré en trois chapitres.

Le premier est consacré à un rappel de quelques généralités sur les cristaux photoniques. Il sera également question des modes guidés d'une cavité métallique coaxiale.

Le deuxième chapitre est dédié à la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) pour la résolution des équations de Maxwell. Les principes de base de cette méthode ainsi que les critères de convergence spatio-temporelle sont rappelés. Deux types de conditions aux limites sont donnés : (i) les conditions périodiques de Floquet-Bloch pour décrire la périodicité d'un cristal photonique et (ii) les conditions d'absorption aux frontières (PML de Bérenger) pour délimiter l'espace libre. Enfin, la technique de maillage non uniforme est exposé pour une meilleure description de l'objet et un gain en espace mémoire.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude de l'excitation du mode TEM des structures à ouvertures annulaires (AAA) inclinées et éclairées par un faisceau lumineux se propageant en incidence normale. L'étude débute par la considération d'une structure AAA inclinée suivant une seule di-

rection. Ensuite, le cas d'une structure AAA à double inclinaison est étudié. Celle-ci est obtenue en délimitant un réseau de mailles élémentaires contenant deux motifs dont l'un est incliné suivant X et l'autre suivant Y. Les résultats obtenus dans toutes les situations considérées sont discutés et commentés. Le manuscrit se termine par une conclusion générale et des perspectives.

Chapitre 1

Généralités sur les cristaux photoniques

1.1 Introduction

Les cristaux photoniques sont des nanostructures périodiques de matériaux diélectriques ou métal-diélectriques, qui ont des effets sur la propagation des photons similaires à ceux qu'ont les cristaux usuels sur les électrons. Selon la périodicité suivant un, deux ou trois axes, on qualifie les cristaux photoniques d'uni-, bi-, ou tri- dimensionnel, conçus pour modifier la propagation des ondes électromagnétiques en créant des bandes d'énergie autorisées et interdites. Les recherches dans ce domaine ont connu, ces vingt dernières années, une avancée spectaculaire surtout avec les cristaux uni et bi- dimensionnel car plus faciles à fabriquer.

Les cristaux photoniques sont des matériaux artificiels. Le premier qui leur porta intérêt fût Yablonovitch en 1987 [10]. Et ce n'est qu'après le développement des techniques de conception à l'échelle nano-métrique, que les cristaux photoniques connurent un engouement particulier surtout dans le domaine de la nano-optique.

En 1991, une équipe menée par Yablonovitch a mis en évidence le premier cristal photonique (3D) à échelle centimétrique [11], qui a permis la mise en évidence de l'existence d'une bande interdite photonique analogue à celle étudiée en physique du solide. Cependant la fabrication d'une telle structure à l'échelle des longueurs d'onde s'avère une opération plus ou moins délicate.

Mais avant toute chose, on se doit de faire certains rappels concernant la cristallographie et les structures périodiques, ainsi que les caractéristiques de la propagation d'une onde électromagnétique dans les milieux métalliques.

1.2 Structure périodique

La matière, se présentant sous forme solide est généralement organisée en structure cristalline périodique suivant une, deux, ou trois directions. La périodicité signifie la capacité de définir une structure élémentaire appelée maille élémentaire puis de remonter à tout le cristal par translation de cette structure dans les trois directions.

Les cristaux photoniques se définissent eux aussi selon leur périodicité. On trouve des cristaux périodiques à 1D, 2D et 3D comme illustré sur la figure (1.1).

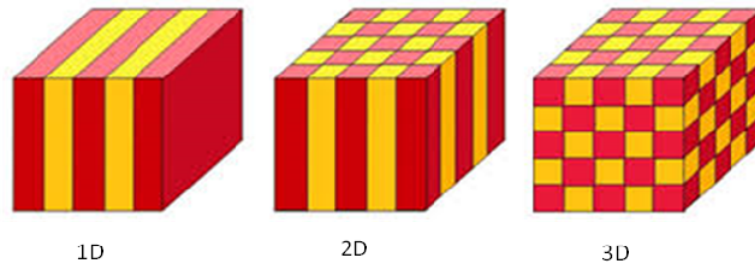


FIGURE 1.1 – Représentation schématique des cristaux photoniques unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D)

Cristal photonique 1D A une dimension, le cristal photonique est périodique suivant un axe, les 'X' par exemple, et est fini suivant l'axe des 'Y' et des 'Z' (voir figure 1.1-1D). La périodicité se voit dans la succession de couches d'indices différents et d'épaisseur $\frac{\lambda}{4}$ où λ représente la longueur d'onde du rayonnement guidé. Cette structure est connue depuis longtemps sous le nom de miroirs de Bragg. L'inconvénient de cette structure est que sa bande interdite est sensible à l'angle d'incidence de l'onde. Afin d'obtenir une bande interdite quelque soit l'angle d'incidence il faut passer au cas 2D ou même 3D.

Cristal photonique 2D : Le cristal photonique 2D présente une double périodicité en 'X' et 'Y' par exemple et est fini suivant 'Z' comme rapporté dans la figure 1.1-2D. On peut les classer dans trois structures cristallines [12], qu'on illustre dans la figure (1.2) :

- Réseau carré $\vec{a} = \vec{b}$ et $\theta = \frac{\pi}{2}$
- Réseau triangulaire $\vec{a} = \vec{b}$ et $\theta = \frac{\pi}{3}$
- Réseau hexagonal $\vec{a} = \vec{b}$ et $\theta = \frac{2\pi}{3}$

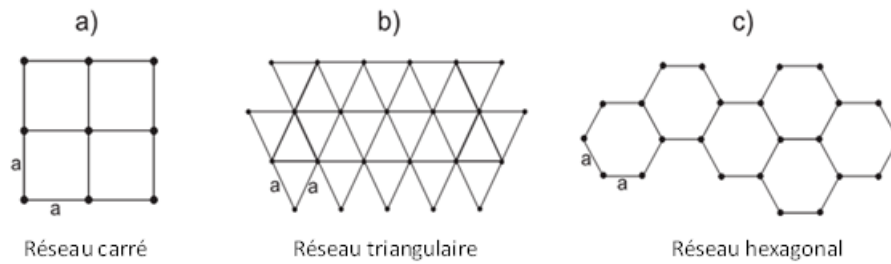


FIGURE 1.2 – Structure cristalline : a) Carrée, b) Triangulaire, c) Hexagonale

Cristal photonique 3D Le cristal photonique 3D est périodique suivant les trois directions 'X', 'Y' et 'Z', (voir figure 1.1-3D). Le nombre de réseaux possibles est 14, défini par le physicien Auguste Bravais, toutefois l'inconvénient majeur de ces cristaux est qu'ils sont difficiles à fabriquer.

C'est pour cela que les cristaux 2D, étudiés dans ce travail et qui sont simples à fabriquer, sont les plus utilisés dans la recherche théorique et expérimentale. Ils se composent généralement de mailles comportant des motifs à haute symétrie qui facilitent leur études et sont faits d'un matériau diélectriques ou métal-diélectrique.

1.3 La propagation d'une OEM dans une structure métallique

Une onde électromagnétique arrivant sur une structure métallique ou métal-diélectrique, voit sa réponse régie par une équation de propagation. C'est une équation de propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu. En plus elle dépend de plusieurs paramètres, à savoir l'homogénéité, l'isotropie et la linéarité, qui sont des caractéristiques physiques de ce milieu. Elle se présente sous la forme :

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \sigma_m \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (1.1)$$

Une équation similaire est obtenue pour le champ magnétique. Avec μ_0 la perméabilité du vide, σ_m la conductivité et c la célérité de la lumière.

La résolution de cette équation de propagation dans un milieu métallique de forme coaxiale, en plus de l'application des conditions aux limites, donne des solutions avec des distributions particulières.

Ces distributions particulières sont appelées modes propres et comme l'onde électromagnétique

se retrouve contrainte, en transmission, à suivre un parcours prédéfini par la géométrie de ce dispositif, on parle alors de modes guidés, qu'on définit dans le paragraphe suivant.

1.3.1 Les modes guidés

les modes guidés qui sont les solutions particulières de l'équation de propagation d'onde dans le milieu étudié se subdivisent en deux groupes :

- Modes longitudinaux
- Modes transverses

Comme les composantes E_z et H_z sont nulles alors on ne s'intéressera qu'aux composantes des modes guidés transverses, qui se scindent en trois modes :

- Mode transverse électrique TE.
- Mode transverse magnétique TM.
- Mode transverse électrique et magnétique TEM.

1.3.2 Le mode TE

Le mode transverse électrique ou mode TE est un mode où le champ électrique $\vec{E}$ est perpendiculaire à la direction de propagation, ce qui veut dire que la composante $E_z \equiv 0$ et que toutes les composantes magnétiques sont différentes de zéro.

En coordonnées cylindriques cela donne, des équations de la forme [13] :

Pour le champ électrique :

$$E_r = -H_0 \frac{m\omega\mu}{k_c^2} [y'_m(k_c R_i) J'_m(k_c r) - J'_m(k_c R_i) Y'_m(k_c r)] \quad (1.2)$$

$$E_\theta = -H_0 \frac{i\omega\mu}{k_c} [y'_m(k_c R_i) J'_m(k_c r) - J'_m(k_c R_i) Y'_m(k_c r)] \quad (1.3)$$

$$E_z = 0 \quad (1.4)$$

Et pour le champ magnétique :

$$H_r = H_0 \frac{i\beta}{k_c} [y'_m(k_c R_i) J'_m(k_c r) - J'_m(k_c R_i) Y'_m(k_c r)] \quad (1.5)$$

$$H_\theta = -H_0 \frac{m\beta}{k_c^2 r} [y'_m(k_c R_i) J_m(k_c r) - J'_m(k_c R_i) Y_m(k_c r)] \quad (1.6)$$

$$H_z = -H_0 [y'_m(k_c R_i) J_m(k_c r) - J'_m(k_c R_i) Y_m(k_c r)] \quad (1.7)$$

H_0 est une constante.

On définit aussi une longueur d'onde de coupure pour le mode TE, approchée par :

$$\lambda_c \simeq \frac{\pi(R_e + R_i)}{n} \quad (1.8)$$

n entier strictement positif.

1.3.3 Le mode TM

Le mode transverse magnétique ou mode TM est un mode où le champ magnétique $\vec{H}$ est orthogonal à la direction de propagation c'est à dire que la composante $H_z = 0$ et toutes les composantes du champ électrique sont différentes de zéro.

En coordonnées cylindriques cela donne, des équations [13] :

pour les composantes électriques :

$$E_r = -E_0 \frac{iB}{k_c} [Y_m(k_c R_i) J'_m(k_c r) - J_m(k_c R_i) Y'_m(k_c r)] \quad (1.9)$$

$$E_\theta = -E_0 \frac{mB}{k_c^2} [Y_m(k_c R_i) J_m(k_c r) - J_m(k_c R_i) Y_m(k_c r)] \quad (1.10)$$

$$E_z = -E_0 [Y_m(k_c R_i) J_m(k_c r) - J_m(k_c R_i) Y_m(k_c r)] \quad (1.11)$$

pour les composantes magnétiques

$$H_r = -E_0 \frac{m\omega\epsilon}{k_c^2} [Y_m(k_c R_i) J_m(k_c r) - J_m(k_c R_i) Y_m(k_c r)] \quad (1.12)$$

$$H_\theta = E_0 \frac{i\omega\epsilon}{k_c^2 r} [Y_m(k_c R_i) J'_m(k_c r) - J_m(k_c R_i) Y'_m(k_c r)] \quad (1.13)$$

$$H_z = 0 \quad (1.14)$$

J_m et Y_m sont les fonctions de Bessel de première et deuxième espèce. m un entier positif désignant l'ordre de la fonction de Bessel, E_0 une constante, k_c le nombre d'onde de coupure.

Il faut noter que le mode TM possède une longueur d'onde de coupure au delà de laquelle aucune onde électromagnétique ne peut se propager. Cette longueur est approximée d'après [14]

par la relation :

$$\lambda_c \simeq \frac{2(R_e - R_i)}{n} \quad (1.15)$$

n étant un entier strictement positif. R_i et R_e sont respectivement les rayons interne et externe de la cavité coaxiale.

1.3.4 Le mode TEM

Le mode transverse électrique et magnétique ou TEM est un mode où les vecteurs champ électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{H}$ sont tous deux perpendiculaires à la direction de propagation. Ce mode possède un vecteur d'onde de coupure $\vec{K}_c$ nul, donc une longueur d'onde de coupure λ_c infinie. En plus, si le mode est excité alors toutes les fréquences peuvent se propager.

Ce mode ne possède pas de composantes longitudinales, ce qui veut dire que : $E_z \equiv B_z \equiv 0$ et les composantes en coordonnées cylindriques sont [13] :

$$E_z = E_\theta = H_z = H_r = 0 \quad (1.16)$$

$$E_r = \frac{\omega}{\mu} \beta \frac{H_0}{r} e^{-im\theta} e^{-i\beta z} \quad (1.17)$$

$$H_\theta = \frac{H_0}{r} e^{-im\theta} e^{-i\beta z} \quad (1.18)$$

Chapitre 2

Technique de calcul numérique : Méthode FDTD

2.1 Introduction

La compréhension des phénomènes lumineux et leur interaction avec la matière surtout dans le domaine de la nano-optique, nécessite la résolution des équations de Maxwell. Les chercheurs trouvant des difficultés à résoudre analytiquement ces équations se sont tournés aux méthodes numériques, qui offrent des possibilités plus étendues.

Ces méthodes numériques se scindent en plusieurs catégories. On retrouve parmi elles des méthodes fréquentielles comme la méthode des ondes planes et des méthodes temporelles dont fait partie la méthode des différences finies centrées (FDTD). La FDTD est une technique de recherche des solutions approchées des équations aux dérivées partielles. Cette dernière consiste à résoudre un système d'équations couplées entre le champ électrique et le champ magnétique.

Le premier schéma numérique fut proposé par Yee en 1966 [15] et développé à partir de 1975 pour de nouvelles applications [16], [17], [18].

La méthode FDTD peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique quelque soit son milieu de propagation (diélectrique, gaz, métal,...), en incluant les différentes formes complexes de ces milieux. C'est une méthode relativement simple avec une précision conséquente dans les différents domaines de l'électromagnétisme. La FDTD est une méthode large bande, ce qui veut dire qu'une seule impulsion excitatrice dans le domaine temporel suffit à décrire un système donné dans une large bande du domaine fréquentiel par simple transformée de Fourier.

2.2 Équations de Maxwell

Les équations de Maxwell, appelées aussi équations de Maxwell-Lorentz, sont des lois fondamentales de la physique et constituent la base de l'électromagnétisme. Ces équations, présentant les différents théorèmes de Gauss, Ampère et Faraday sous forme locale et définissant l'électromagnétisme, ont été traduites sous la forme intégrale par Maxwell, donnant ainsi une dimension mathématique au concept de champ introduit par Faraday dans les années 1830. Elles montrent ainsi l'indépendance des champs électrique et magnétique en régime stationnaire et leur dépendances en régime variable. On parle alors de champ électromagnétique. Ces équations sont :

Maxwell-Gauss

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1)$$

Maxwell-Thomson

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

Maxwell-Faraday

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

Maxwell-Ampère

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \left[\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right] \quad (2.4)$$

Mais en absence de charges libres, ces équations s'écrivent :

Maxwell-Gauss

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.5)$$

Maxwell-Thomson

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.6)$$

Maxwell-Faraday

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.7)$$

Maxwell-Ampère

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.8)$$

A ces quatre équations, s'ajoutent deux équations constitutives du milieu :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.9)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.10)$$

Dans le vide et les matériaux non magnétiques, nous avons $\mu = \mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{H/m}$ et $\varepsilon = \varepsilon_0 = 8.85 10^{-12} \text{F/m}$, $\vec{E}$, $\vec{B}$, $\vec{H}$, $\vec{j}$, $\vec{D}$ sont respectivement, le champ électrique, l'induction magnétique, le champ magnétique et le vecteur déplacement électrique. ρ est la densité de charge volumique.

La résolution de ces équations nécessite une formulation adaptée au langage machine que nous introduisons dans le paragraphe suivant.

2.2.1 Équations de Maxwell aux différences finies centrées

La réécriture des équations de Maxwell dans le code FDTD passe par la méthode des différences finies centrées. L'espace continu est remplacé par l'espace discret. Les nœuds repérés par les indices (i, j, k) sont séparés par des pas $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ suivant les directions x, y et z respectivement, le temps est discrétisé avec un pas Δt et l'indice alloué au temps est 'n'. Dans ce cas une fonction $f(x, y, z, t)$ peut s'écrire :

$$f(x, y, z, t) = f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = f^n(i, j, k)$$

La dérivée de $f(x, y, z, t)$ en un point x est approchée comme suit :

$$\frac{\partial f^n(i, j, k)}{\partial x} = \frac{f^n(i + 1/2, j, k) - f^n(i - 1/2, j, k)}{\Delta x} \quad (2.11)$$

En réécrivant le système d'équations de Maxwell 2.7 et 2.8 sous la forme de l'équation 2.11, et pour chaque composantes du champ $\vec{E}$ et du champ $\vec{H}$ on obtient :

Pour le champ électrique :

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

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

$$E_z^{n+1}(i, j, k) = E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j, k)} \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i, j, k) - H_y^{n+1/2}(i-1, j, k)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k) - H_x^{n+1/2}(i, j-1, k)}{\Delta y} \right] \quad (2.14)$$

Et pour le champ magnétique :

$$H_x^{n+1/2}(i, j, k) = H_x^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_y^n(i, j, k+1) - E_y^n(i, j, k)}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i, j+1, k) - E_z^n(i, j, k)}{\Delta y} \right] \quad (2.15)$$

$$H_y^{n+1/2}(i, j, k) = H_y^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_z^n(i+1, j, k) - E_z^n(i, j, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i, j, k+1) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta z} \right] \quad (2.16)$$

$$H_z^{n+1/2}(i, j, k) = H_z^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_x^n(i, j+1, k) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i+1, j, k) - E_y^n(i, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (2.17)$$

On voit, dans le système d'équations précédant, apparaître la permittivité électrique qui, rappelons le, est complexe et dépend de la fréquence dans les milieux dispersifs. Comme la FDTD est une méthode temporelle alors la résolution directe de ces équations est impossible. Pour éviter cette difficulté, on procède au calcul des composantes du vecteur déplacement, puis on remonte aux composantes du champ électrique par la relation constitutive du milieu ($\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$) et aussi à l'aide d'une relation analytique décrivant la permittivité du milieu décrite par le modèle de Drude :

$$\varepsilon_D(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\omega\Gamma_D)} \quad (2.18)$$

2.3 Conditions aux limites

Le comportement du champ électrique et magnétique aux limites de la structure considérée nécessite un traitement particulier qui se traduit par des conditions aux limites. Ces conditions sont nombreuses et variées et dépendent du type de problèmes à résoudre. Sachant que nous ne disposons que d'une fenêtre de calcul finie et que la structure à étudier est bi-périodique, on s'intéressera qu'à deux types de conditions seulement :

- Les conditions aux limites périodiques.
- Les conditions d'absorption aux frontières : PML de Berenger

2.3.1 Conditions aux limites périodiques

Afin de définir un cristal présentant une périodicité spatiale, il nous suffit de caractériser une maille élémentaire (voir figure 2.1).

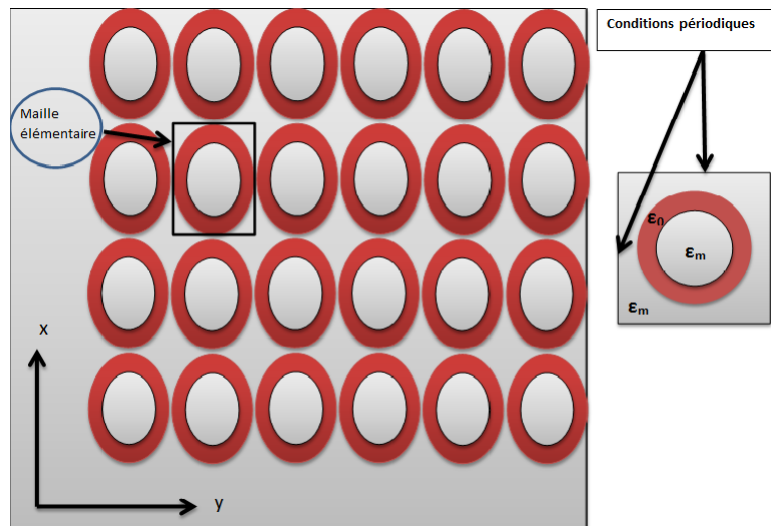


FIGURE 2.1 – Structure périodique à 2D et maille élémentaire.

Puis on applique les conditions de périodicité, aux frontières de la maille élémentaire, aux composantes du champ électromagnétique comme suit :

$$\vec{E}(x = a, y, t) = \vec{E}(x = 0, y, t)e^{ik_x a} \quad (2.19)$$

$$\vec{E}(x, y = a, t) = \vec{E}(x, y = 0, t)e^{ik_y a} \quad (2.20)$$

$$\vec{H}(x = a, y, t) = \vec{H}(x = 0, y, t)e^{(ik_x a)} \quad (2.21)$$

$$\vec{H}(x, y = a, t) = \vec{H}(x, y = 0, t)e^{(ik_y a)} \quad (2.22)$$

Enfin par translation on remonte à tout le cristal.

2.3.2 Conditions d'absorption aux frontières :PML de Bérenger

Afin de s'affranchir des réflexions parasites et non physiques qui apparaissent au bord de la fenêtre de calcul et qui perturbent le signal réel, on définit le milieu PML [19] entourant l'objet à étudier. (Voir figure 2.2)

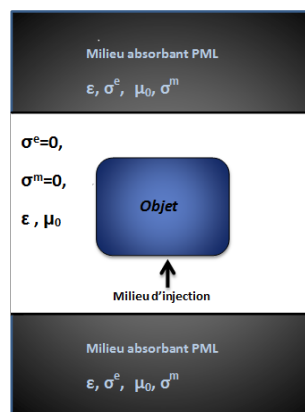


FIGURE 2.2 – Les PML de Berenger

Les PML de Bérenger [19] sont fondées sur le principe d'adaptation d'impédance à l'interface de deux milieux de même indice. sauf que l'un possède une conductivité électrique σ_e et magnétique σ_m non nulle. Ce qui permet une absorption de l'onde transmise. L'expression d'adaptation s'écrit :

$$\frac{\sigma_e}{\varepsilon} = \frac{\sigma_m}{\mu_0} \quad (2.23)$$

L'optimisation de l'absorption dans la région PML et la minimisation de la réflexion, se fait par une augmentation progressive de l'absorption de la conductivité σ et grâce une loi polynomiale de la forme :

$$\sigma = \left(\frac{x_{pml}}{e_{pml}} \right)^m \sigma_{max} \quad (2.24)$$

2.4 Le maillage

Dans ce travail, nous utilisons une technique de maillage largement inspirée de [20] et qui est basée sur un maillage non uniforme dans la grille FDTD.

Cette méthode exploitée dans ce travail se base sur un maillage fin au niveau de l'objet puis une augmentation graduelle à sa périphérie et enfin un maillage grossier ailleurs dans la grille FDTD. Ce qui nous permet un gain considérable en espace mémoire et en temps de calcul. La figure nous donne une schématisation de l'évolution du maillage dans la grille FDTD.

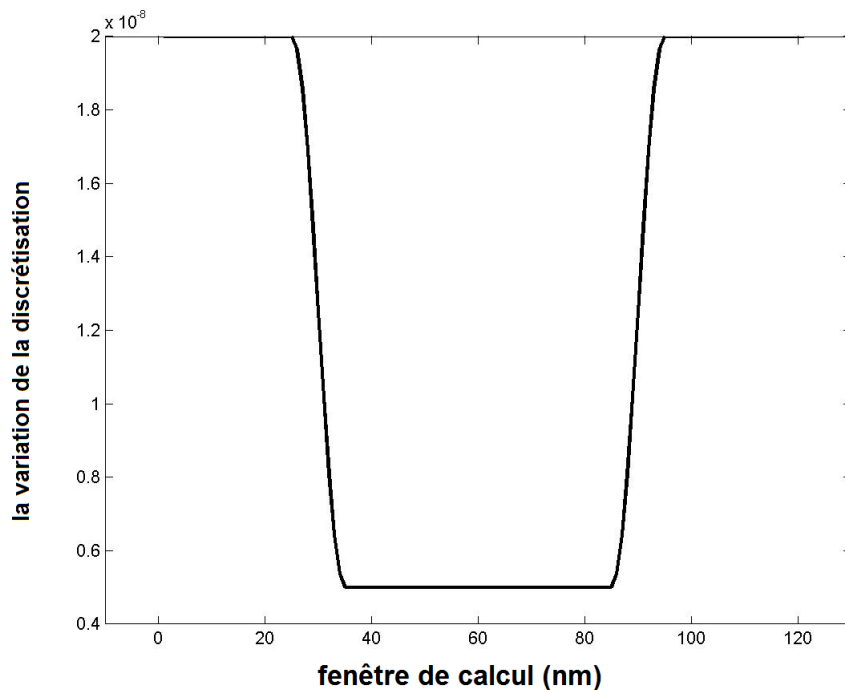


FIGURE 2.3 – Schéma du maillage adaptatif utilisé

2.5 Stabilité et dispersion numérique

Afin d'éviter des solutions non physiques et une divergence du champ électromagnétique, on choisit des pas de discrétisations spatiaux et temporels qui répondent à des critères bien définis ce qui nous épargne une instabilité numérique. Ces critères sont cités dans [20], on présente un

d'entre eux.

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{max} \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (2.25)$$

Où $\Delta x, \Delta y$ et Δz sont les pas de discrétisation spatiale et Δt le pas de discrétisation temporelle.

Un autre problème pouvant être rencontré est celui de la dispersion numérique et qui est due à la dépendance de la vitesse de propagation de l'onde dans la grille FDTD de plusieurs paramètres comme les pas de discrétisation, l'angle d'incidence et la direction de propagation. Ce qui entraîne des erreurs de phase, une anisotropie numérique ainsi que la déformation du signal dans la grille FDTD.

La solution à ces problèmes, est de mailler fin dans la grille FDTD comme il fût montré dans plusieurs études faites auparavant et qui préconisent que, le pas spatial soit inférieur à $\lambda_{min}/15$ avec λ_{min} la longueur d'onde minimale des ondes électromagnétiques se propageant dans la grille FDTD.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons abordé le modèle mathématique, qui porte sur la théorie des différences finies dans le domaine temporel(FDTD), afin de résoudre les équations de Maxwell dans un milieu de propagation. Nous avons fait appel au schéma de Yee, pour la discrétisation de ces équations. Par la suite nous avons intégré le modèle de Drude pour définir la constante diélectrique du milieu considéré. Les conditions aux limites utilisées, sont les conditions aux limites périodiques de Floquet-Bloch et les conditions d'absorption aux frontières (PML de Bérenger).

Une attention particulière a été portée à la technique de maillage utilisée et qui permet une bonne description de l'objet tout en ayant un gain en espace mémoire. Nous avons fini le chapitre par les problèmes spatio-temporels de convergence et leurs critères de stabilité.

Chapitre 3

Étude de la structure AAA inclinée

3.1 Introduction à la structure de Réseau d'ouvertures annulaires AAA

Le réseau d'ouvertures annulaires(AAA pour annular aperture array) est une matrice de trous annulaires percés dans une couche métallique d'épaisseur ' h '. Cette structure fut proposée par Baida et al. en 2002 pour des applications de transmission exaltée [21]. La transmission obtenue à travers cette cavité est largement supérieure à celle observée par Ebessen et al. en 1998 [22] à travers des trous sub-longueurs d'onde de forme cylindrique. Cette structure AAA permet d'avoir une transmission de l'ordre de 90% dans la gamme du visible qu'on qualifie d'extraordinaire.

Le schéma représentatif de la structure AAA déposée sur un substrat de verre est illustré sur la figure(3.1) :

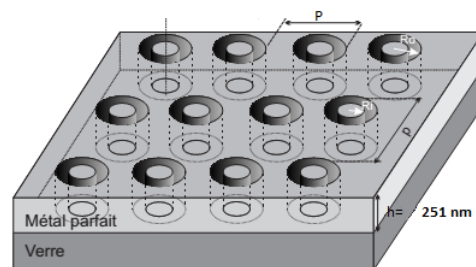


FIGURE 3.1 – Schéma de la structure AAA déposée sur du verre, de rayon interne R_i et externe R_e

Les avantages de cette configuration en comparaison avec les géométries rectangulaire et cylindrique sont résumés dans le tableau ci-dessous[14]. On pourra noter que la longueur d'onde de coupure du mode TE_{11} de la cavité coaxiale est toujours supérieure aux longueurs d'onde de coupure des modes fondamentaux des autres structures. De plus, cette cavité coaxiale possède un mode TEM(mode transverse électromagnétique)ne présentant pas de coupure et pouvant être

excité à des longueurs d'onde beaucoup plus grandes que celles du mode TE_{11} .

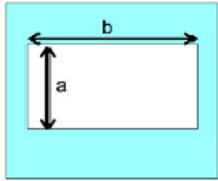
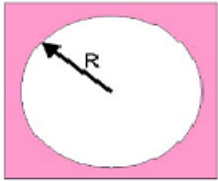
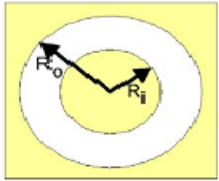
Structures			
First modes	$\lambda_{TM_{11}}^c = \frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}$ $\lambda_{TE_{10}}^c = 2a$	$\lambda_{TE_{11}}^c = \frac{2\pi R}{1.841}$ $\lambda_{TM_{01}}^c = \frac{2\pi R}{2.405}$	$\lambda_{TE_{m1}}^c \cong \frac{(R_o + R_i)\pi}{m}$ $\lambda_{TE_{mn}}^c \cong \frac{2(R_o - R_i)}{n - 1}$ $\lambda_{TM_{mn}}^c \cong \frac{2(R_o - R_i)}{n}$
Exemples	$a = b = 250nm$ $\lambda_{TE_{10}}^c = 500nm$	$R = 125nm$ $\lambda_{TE_{11}}^c = 426.6nm$	$R_o = 125nm,$ $R_i = 75nm$ $\lambda_{TE_{11}}^c = 628.3nm$

FIGURE 3.2 – Tableau comparatif entre les longueur d'onde de coupure des premiers modes guidés pour trois structures : rectangulaire, cylindrique et coaxiale

Le choix de cette configuration est motivé par le fait qu'elle possède un mode guidé sans fréquence de coupure TEM (mode transverse électromagnétique). Notons que le mode TE_{11} est à l'origine des transmissions extraordinaires observées expérimentalement alors même qu'il présente une longueur d'onde de coupure. Comme le mode TEM est sans fréquence de coupure, son excitation permet d'obtenir des transmissions extraordinaires à des longueurs d'onde largement supérieures à celle obtenues via le mode fondamental TE_{11} . Cependant, son excitation à l'aide d'une onde polarisée linéairement en incidence normale reste impossible. Récemment F. Baida [23] a démontré par un calcul analytique la possibilité d'exciter ce mode avec une onde polarisée linéairement sous deux conditions sur l'onde incidente :

- Une incidence oblique.
- une polarisation transverse magnétique TM.

Par la suite, Baida et al. [24] ont démontré la possibilité d'exciter ce mode avec un faisceau polarisé linéairement même en incidence normale et cela en inclinant les ouvertures annulaires, avec comme seule condition la polarisation de l'onde incidente suivant la direction d'inclinaison

de la structure AAA.

L'objectif ultime à travers cette étude est d'arriver à exciter ce mode sans fréquence de coupure via une onde polarisée linéairement en s'affranchissant de la contrainte imposée sur sa direction de polarisation. Le motif d'une maille élémentaire est constitué de deux guides coaxiaux inclinés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre. Au préalable à cette étude, on se propose d'étudier la structure AAA à simple inclinaison.

3.2 Structure AAA simple inclinaison

3.2.1 Définition

La structure à ouvertures annulaires AAA simple inclinaison est un arrangement de trous percés dans une couche métallique en forme d'anneaux, et qui sont tous équidistants de p (p étant la période) et de hauteur h . Ces trous sont tous inclinés d'un certain angle θ suivant un même axe (l'axe des x par exemple), comme illustrée sur la figure (3.3) :

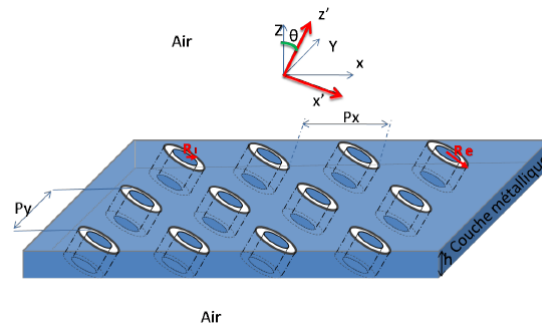


FIGURE 3.3 – Schéma d'une structure AAA à simple inclinaison

3.2.2 Excitation du mode TEM d'une structure AAA simple inclinaison

Dans cette partie, nous allons étudier l'excitation du mode TEM de la structure AAA inclinée suivant une direction. Deux études séparées seront menées en considérant deux directions d'inclinaison suivant X et Y . Les paramètres géométriques de la structure étudiées sont :

- $R_e = 100nm$ (le rayon externe)
- $R_i = 50nm$ (le rayon interne)
- $h = 250nm$ (l'épaisseur de la couche métallique)
- $p = 450$ (la période)

- $\theta = 20^0$ (l'angle d'inclinaison par rapport à l'axe Z)

Cette structure est excitée à l'aide d'une onde électromagnétique de forme gaussienne centrée à $\lambda = 900nm$ et recouvrant toute la gamme optique.

a) La structure AAA inclinée suivant X

La figure(3.4) représente deux coupes de la structure AAA inclinée suivant X. La maille élémentaire est constitué d'un seul motif (coax) incliné suivant X.

Pour cette étude nous avons considéré deux polarisations de l'onde incidente l'une suivant X et l'autre suivant Y.

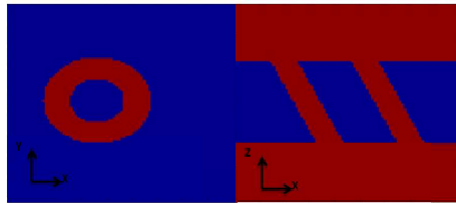


FIGURE 3.4 – Structure coaxiale inclinée suivant X, à gauche la coupe XY, à droite la coupe XZ

La figure (3.5) représente les réponses spectrales en transmission dans les deux cas de polarisation.

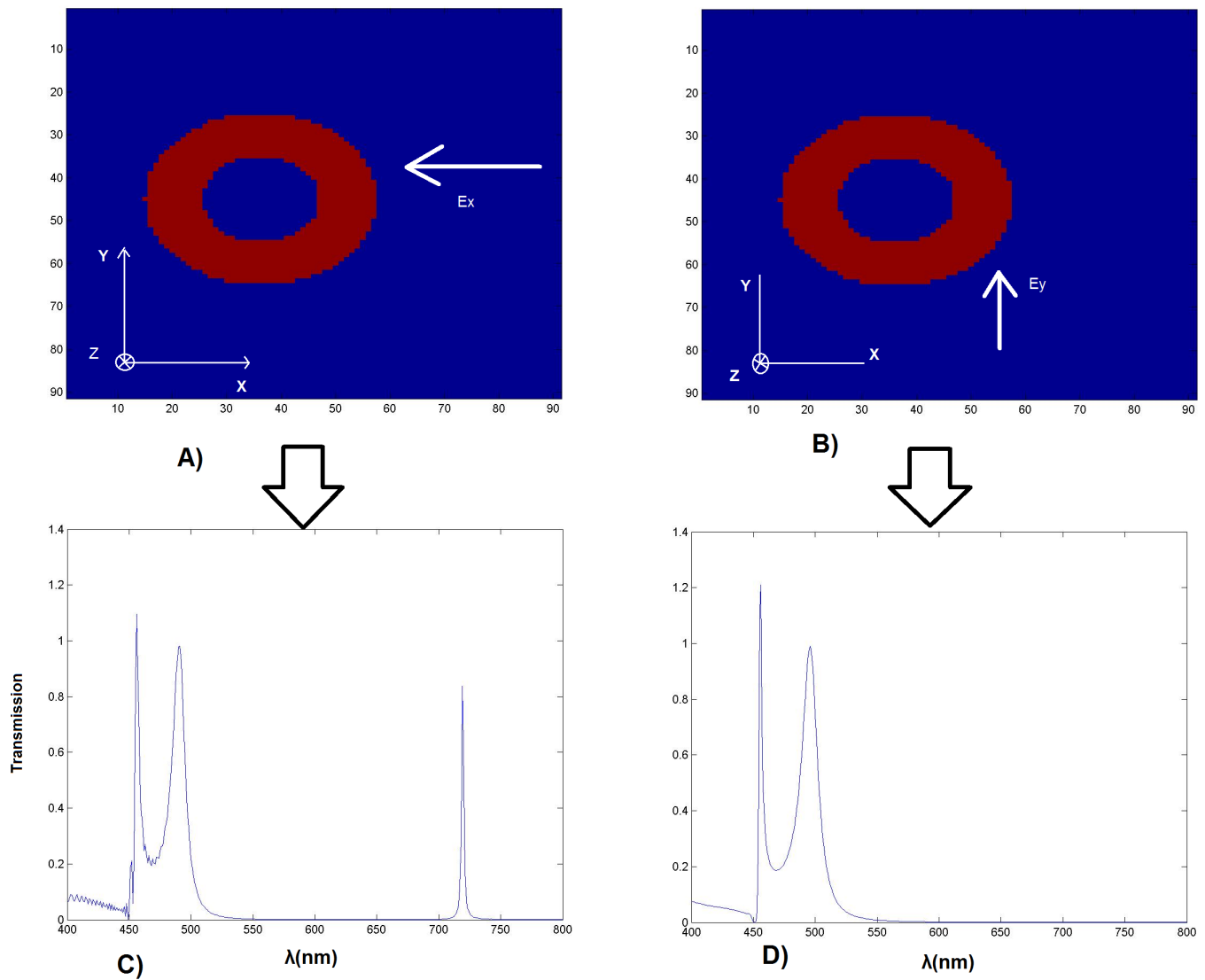


FIGURE 3.5 – Spectre de transmission d’une structure AAA inclinée suivant X : A) polarisation X, B) polarisation Y

Les résultats de la figure (3.5) montrent la présence d’un pic supplémentaire dans le cas de polarisation X (figure 3.5.C) comparativement au cas de la polarisation Y (figure 3.5.D). Ces résultats reproduisent fidèlement ceux obtenus dans [24]. Ce pic, situé dans ces conditions à $\lambda = 719.5\text{nm}$, est attribué en [24] à l’excitation du mode TEM.

b) Structure coaxiale inclinée suivant Y

La figure (3.6) représente deux coupes de la structure AAA inclinée suivant Y. La maille élémentaire est constituée d’un seul motif (coax) incliné suivant Y.

Nous avons repris les mêmes paramètres géométriques que précédemment et considéré les deux cas de polarisation de l’onde incidente X et Y.

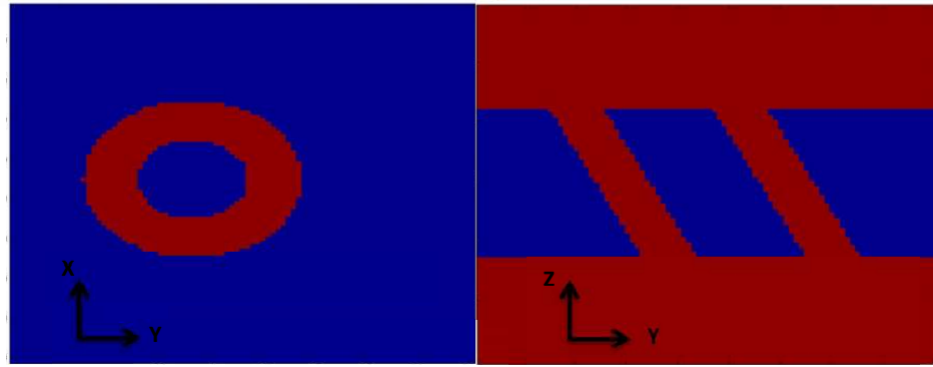


FIGURE 3.6 – Structure coaxiale inclinée suivant Y. À gauche la coupe XY, à droite la coupe YZ

Les spectres de transmission pour les deux polarisations considérées sont illustrés sur la figure (3.7).

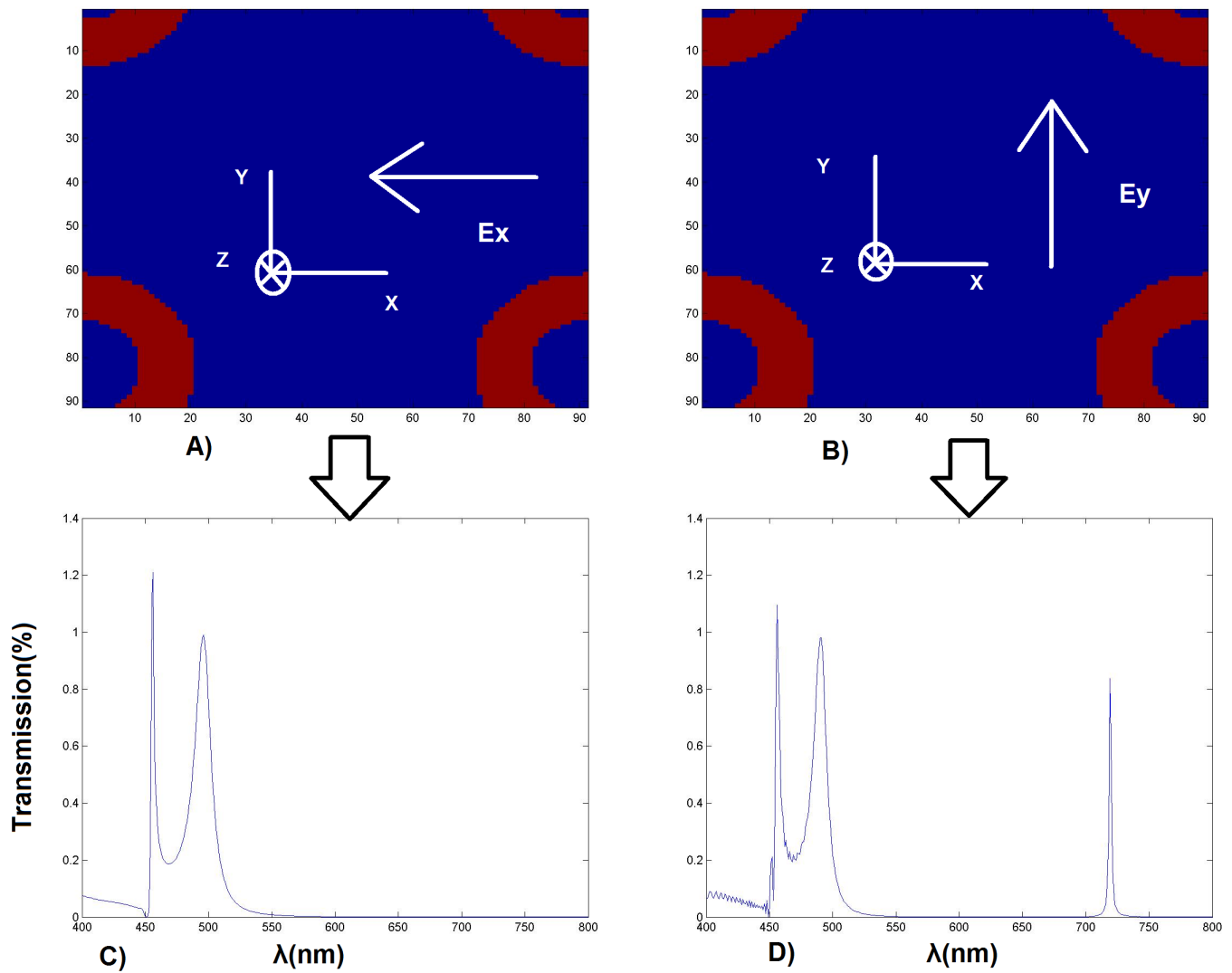


FIGURE 3.7 – Spectre de transmission d'une structure AAA inclinée Y : A) polarisation X, B) polarisation Y

Comme on peut le constater, le mode TEM est excité uniquement par l'onde polarisée Y à $\lambda = 719.5nm$.

L'étude de ces deux structures nous permet d'affirmer que dans le cas d'une cavité inclinée selon une seule direction, le mode TEM ne peut être excité que si l'onde incidente est polarisée suivant la direction d'inclinaison.

3.3 Structure AAA à double inclinaison

On se propose dans cette partie de considérer la structure à double cavités ; l'une inclinée suivant X et l'autre suivant Y. L'angle d'inclinaison par rapport à l'axe Z est de 20° dans les deux cas. Les paramètres géométriques sont les mêmes que ceux considérés précédemment. La coupe XY de cette structure est représentée sur la figure(3.8) :

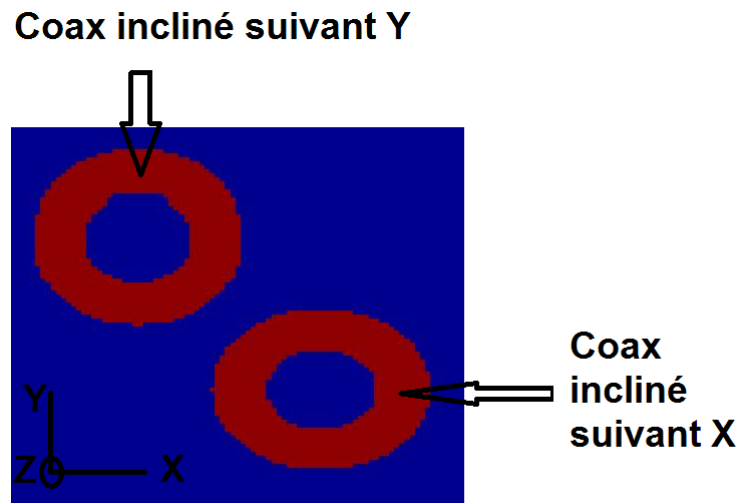


FIGURE 3.8 – Structure coaxiale inclinée suivant X et Y

Pour les deux cas de polarisation de l'onde incidente (X et Y). Les spectres sont identiques mais contrairement à ce qu'on aurait pu prévoir, ils exhibent un dédoublement du pic TEM comme le montre la figure (3.9).

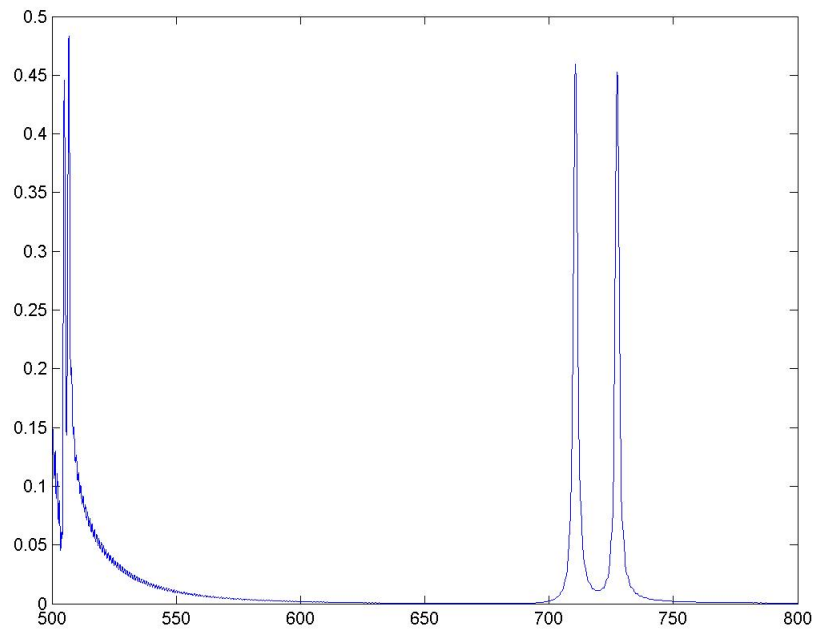


FIGURE 3.9 – Spectre de transmission d’une structure AAA à double inclinaison. Le mode TEM est dégénéré en deux pic dont l’un est à $\lambda_1 = 710.5nm$ et l’autre est à $\lambda_2 = 727.5$

Remarque :

En obstruant le coax incliné suivant Y et en excitant suivant X, on obtient un pic de transmission TEM centré à $\lambda = 719.5nm$. En obstruant celui incliné X tout en excitant Y, on retrouve le même pic à $\lambda = 719.5nm$. En laissant les deux coax inclinés X ou Y, on obtient deux pics TEM quelque soit la polarisation (X ou Y).

Pour voir si l’éloignement des deux pics de résonance engendré par un fort couplage dans le cas de deux oscillateurs harmoniques est reproductible dans notre étude, nous avons imaginé une structure AAA à double inclinaison dont l’âme des deux coax présente une excroissance du côté du milieu incident.

Ce phénomène de dédoublement est analogue à celui observé dans le cas de deux oscillateurs harmoniques identiques couplés par inductance mutuelle.

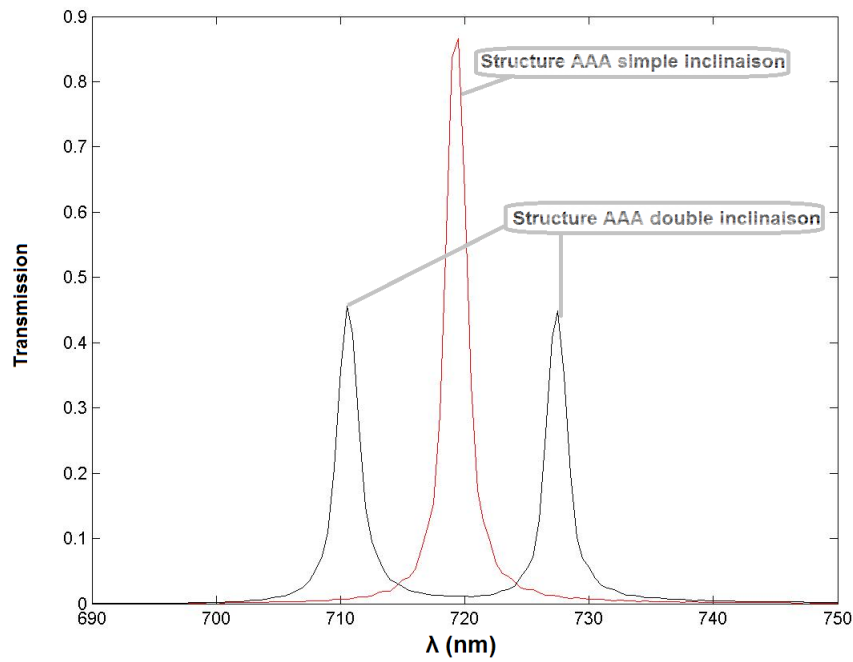


FIGURE 3.10 – Les deux spectres de transmission des deux structure simple et double inclinaison

3.3.1 Analogie avec deux circuits LC couplés par inductance mutuelle

La structure coaxiale à double inclinaison peut être modélisée par deux oscillateurs harmoniques couplés par inductance mutuelles. En effet, soient deux circuits LC identiques présentant une fréquence de résonance identique ω_0 lorsqu'ils ne sont pas couplés. En les rapprochant (les mettre en position d'influence) et en excitant l'un des deux, ils forment un seul système à deux fréquences de résonance ω_1 et ω_2 (figure 3.11).

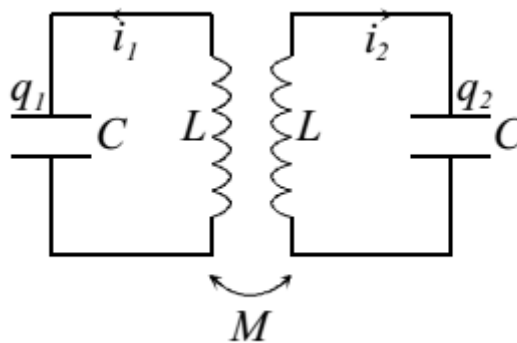


FIGURE 3.11 – Schéma de deux circuits LC couplés par inductance mutuelle

Ce couplage par inductance mutuelle entre ces deux circuits obéit au système d'équations suivant :

$$L \frac{d^2 q_1}{dt^2} + \frac{1}{C} q_1 + M \frac{d^2 q_2}{dt^2} = 0 \quad (3.1)$$

$$L \frac{d^2 q_2}{dt^2} + \frac{1}{C} q_2 + M \frac{d^2 q_1}{dt^2} = 0 \quad (3.2)$$

Les pulsations des modes propres sont données par :

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{1}{1+\alpha}} \omega_0 \quad (3.3)$$

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{1-\alpha}} \omega_0 \quad (3.4)$$

avec $\alpha = \frac{M}{L}$ et $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

En augmentant le couplage entre les deux oscillateurs, c.à.d en les rapprochant d'avantage, les deux fréquences de résonance s'écartent l'une de l'autre.

Par analogie avec notre cas, et lorsque l'on considère une seule inclinaison suivant X (ou suivant Y), on obtient un seul pic à la même fréquence. Lorsque les deux inclinaisons coexistent et en excitant le mode TEM d'un coax, incliné selon X par exemple, et par diffraction le mode TEM du coax incliné selon Y est aussi excité (les deux se couplent donnant ainsi naissance à deux pics décalés de part et d'autre du pic central correspondant au cas d'une inclinaison unique).

3.3.2 Excitation du mode TEM d'une structure AAA à double inclinaison avec âme allongée

La hauteur de l'âme est prise égale à $h' = 280nm$ alors que celle du cylindre externe reste égale à $h = 250nm$. Les autres paramètres ($R_e, R_i, p, \dots$) restent inchangés.

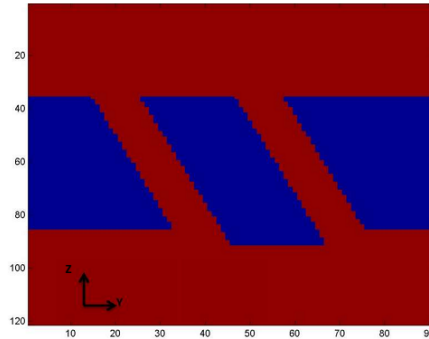


FIGURE 3.12 – Exemple d'un coax incliné suivant X avec âme allongée d'un seul côté (coupe XZ)

La structure est éclairée par une onde polarisée parallèlement à la direction X. Le spectre de transmission obtenu est représenté sur la figure (3.13).

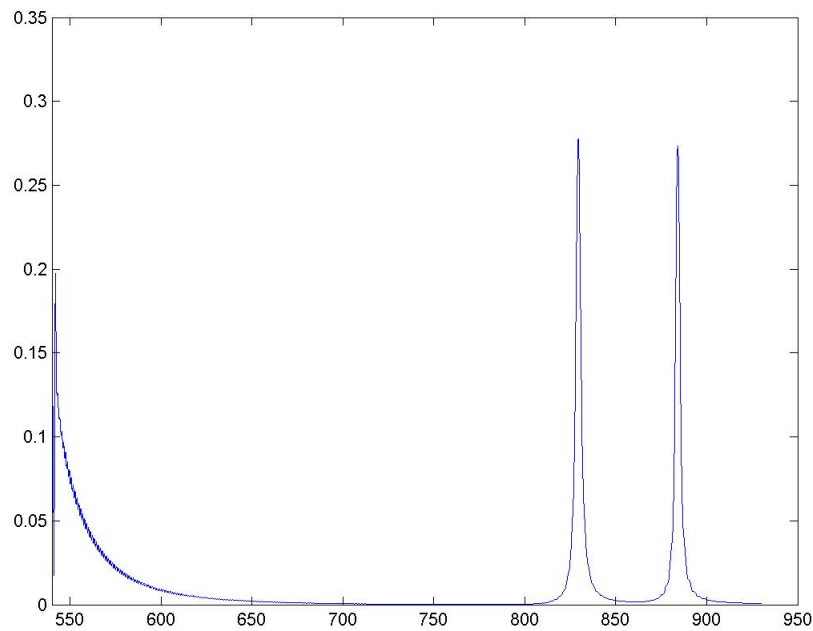


FIGURE 3.13 – Spectre de transmission d'une structure coaxiale à double inclinaison avec âme allongée

L'analyse des résultats obtenus met en évidence deux phénomènes importants qui sont :

- un redshift qui correspond à un décalage des pics TEM vers le rouge. Ce résultat est conforme à ceux obtenus en [24]
- augmentation de l'écart entre les deux pics. Un comportement similaire au cas de deux oscillateurs harmoniques couplés.

L'accentuation de l'écart entre les deux fréquences TEM par rapport au cas précédent (sans allongement d'âme) s'explique par une diffraction plus importante due à l'excroissance de l'âme et donc à un fort couplage entre les deux cavités.

On conclut que le modèle de deux circuits LC couplés par inductance mutuelle reproduit fidèlement le comportement de notre structure AAA à double inclinaison.

3.4 Effet de la polarisation sur la réponse optique de la structure AAA à double inclinaison

Dans cette partie, on se propose d'étudier l'effet de la polarisation sur la réponse spectrale de la structure AAA à double inclinaison dont les paramètres géométriques sont décrits dans la sous section 3.2.2. L'angle entre la direction de polarisation et l'axe X varie de 0^0 à 90^0 .

a) âme non allongée

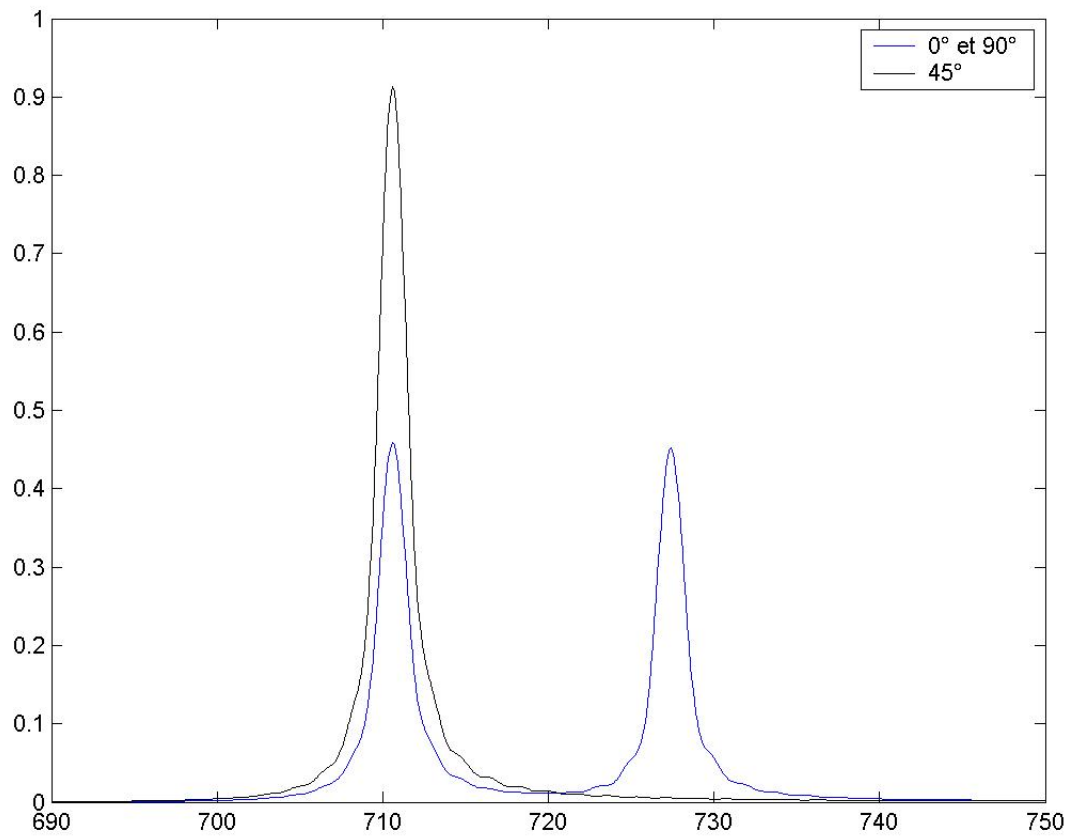


FIGURE 3.14 – Spectres de transmission en fonction de la direction de propagation. A) de 0 à 45 degrés, B) de 45 à 90 degrés

b) âme allongée

Les résultats de simulation obtenus sont rapportés, dans le cas d'une structure sans allongement de l'âme, sur la figure (3.14) alors que ceux correspondant au cas où l'âme est allongée sont reproduits sur la figure (3.15). Dans les deux situations, la réponse optique exhibe un comportement similaire. Le pic correspondant à la longueur d'onde la plus petite augmente en intensité au détriment de celle du second pic à mesure que la direction de polarisation s'écarte des deux axes (X et Y). À 45°, l'intensité du premier pic atteint son maximum alors que le deuxième s'éteint complètement.

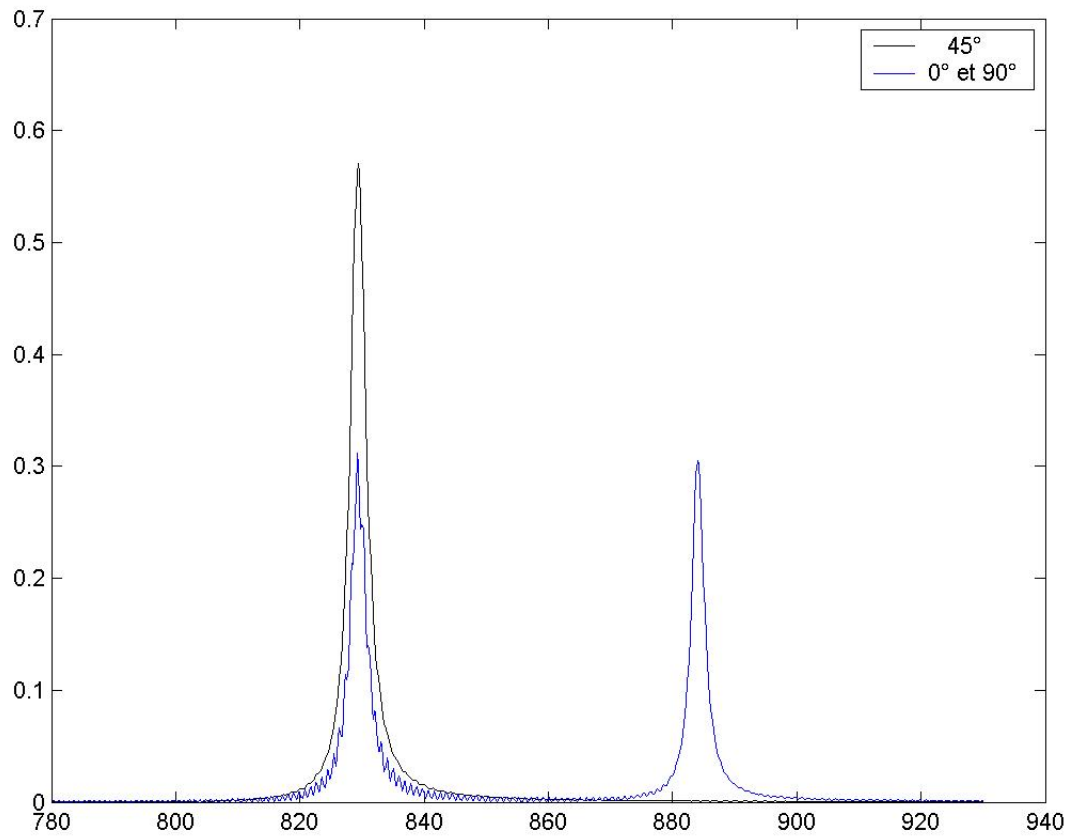


FIGURE 3.15 – Spectres de transmission en fonction de la direction de propagation. de 0 à 90 degrés

Les résultats obtenus en faisant varier l'angle entre la polarisation de l'onde incidente et l'axe des X de 90° et 180° , (voir figure 3.16), montrent que le deuxième pic augmente au détriment du premier. Ces résultats laissent présager des applications tels que les filtres commandables en longueurs d'onde.

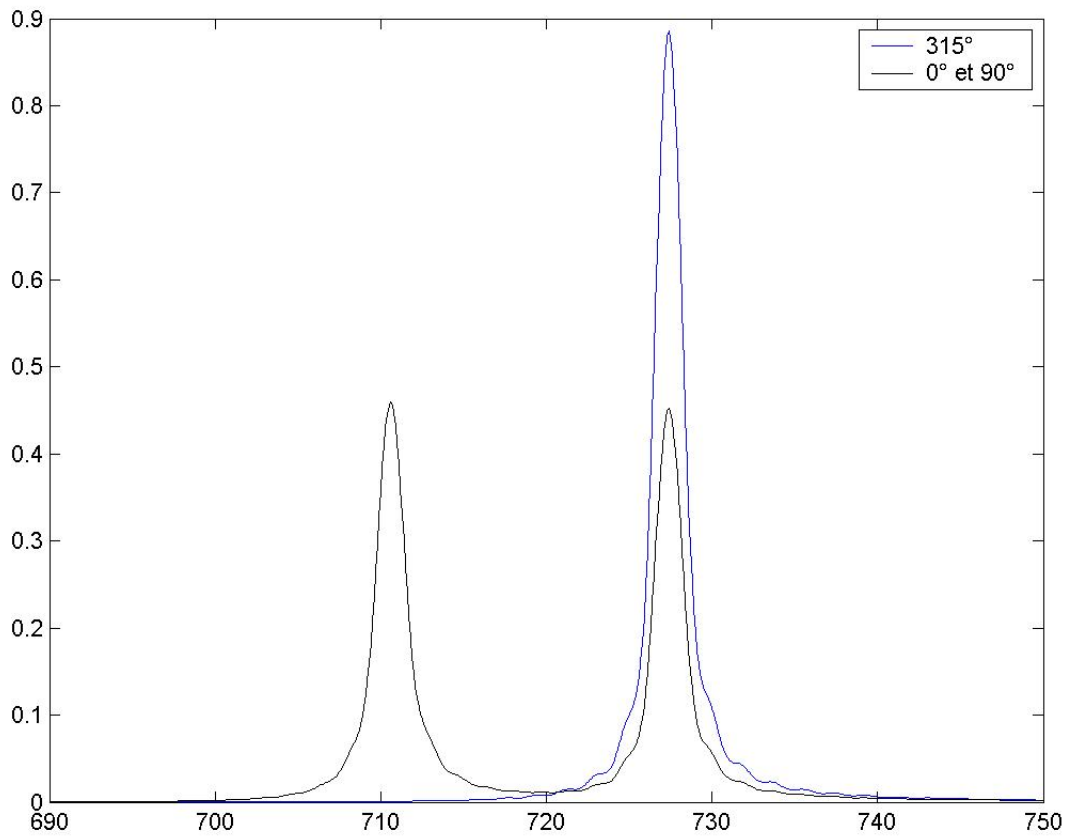


FIGURE 3.16 – Spectres de transmission en fonction de la direction de propagation. 135 degrés

3.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude de l'excitation du mode TEM d'une structure AAA à double inclinaison. Au préalable, nous avons considéré une structure à inclinaison simple où nous avons montré la possibilité d'exciter ce mode en incidence normale avec une onde polarisée selon la direction d'inclinaison. Par la suite, nous avons considéré une structure AAA à double inclinaison, une cavité inclinée suivant X et la seconde suivant Y. Les résultats de cette étude exhibent un dédoublement du pic TEM et cela quelque soit la direction de polarisation (selon X ou Y).

La recherche de l'origine de ce dédoublement nous a conduit à modéliser cette structure par un système composé de deux oscillateurs harmoniques couplés par inductance mutuelle. L'étude de l'excitation de ce mode en fonction de la direction de l'onde incidente laisse présager des applications dans les filtres commandables en longueurs d'onde.

Conclusion et Perspectives

Ce stage de Master est consacré à l'étude théorique par la méthode FDTD de l'excitation du mode TEM, mode sans fréquence de coupure, de la structure à ouvertures annulaires à double inclinaison faite en métal parfait, dans la gamme optique. Pour réaliser cette étude, nous avons structuré le travail en trois parties.

Dans le premier chapitre, nous avons rappelé quelques généralités sur les cristaux photoniques. La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu métallique est abordée. Les différents modes guidés d'une cavité coaxiale sont donnés.

Le modèle mathématique, basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), utilisé pour la résolution des équations de Maxwell a fait l'objet du chapitre 2. L'approximation de ces équations est faite suivant le schéma explicite de Yee. Nous avons également abordé les problèmes de convergence spatiale et temporelle ainsi que les conditions aux limites périodiques de Floquet-Bloch et absorbantes de Bérenger. Un maillage adaptatif permettant une meilleure description de l'objet et un gain en espace mémoire y est explicité.

Les résultats de simulation obtenus ainsi que leurs discussions ont fait l'objet du chapitre 3. Après avoir rappelé les avantages de la structure à ouvertures annulaires AAA, nous avons montré la possibilité d'exciter son mode TEM par un faisceau l'éclairant en incidence normale. Cette excitation en incidence normale est rendue possible en inclinant les ouvertures annulaires et en choisissant la direction de polarisation parallèle à l'axe d'inclinaison. Par la suite, nous avons considéré une structure AAA à double inclinaison, une cavité inclinée suivant X et la seconde suivant Y. Les résultats de simulation obtenus sont inattendus et exhibent un dédoublement du pic TEM selon que la polarisation est suivant X ou Y. Pour expliquer ce dédoublement nous avons fait appel à un système composé de deux oscillateurs harmoniques couplés par inductance mutuelle qui modélise correctement notre structure AAA à double inclinaison. L'étude de l'excitation de ce mode en fonction de la direction de l'onde incidente laisse entrevoir des applications en nano-optique tels que les filtres commandables en longueur d'onde.

Comme perspective à court terme, on envisage d'étendre cette étude au cas des métaux réels où les pertes sont non négligeables dans la gamme optique.

Bibliographie

- [1] F. I. Baida, D. Van Labeke, and B. Guizal. Enhanced confined light transmission by single subwavelength apertures in metallic films. *Applied optics*, 42(34) :6811–6815, 2003.
- [2] F.I. Baida and D. Van Labeke. Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films. *Optics communications*, 209(1) :17–22, 2002.
- [3] F. I Baida, D. Van Labeke, G. Granet, A. Moreau, and A. Belkhir. Origin of the super-enhanced light transmission through a 2D metallic annular aperture array : a study of photonic bands. *Applied Physics B*, 79(1) :1–8, 2004.
- [4] F. I. Baida. Enhanced transmission through subwavelength metallic coaxial apertures by excitation of the TEM mode. *Applied Physics B*, 89(2-3) :145–149, 2007.
- [5] Y. Poujet, M. Roussey, J. Salvi, F.I. Baida, D. Van Labeke, A. Perentes, C. Santschi, and P. Hoffmann. 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(1) :47–53, 2006.
- [6] F. I. Baida, Y. Poujet, J. Salvi, D. Van Labeke, and B. Guizal. Extraordinary transmission beyond the cut-off through sub- λ annular aperture arrays. *Optics Communications*, 282(7) :1463–1466, 2009.
- [7] F.I. Baida and A. Belkhir. Split-field FDTD method for oblique incidence study of periodic dispersive metallic structures. *Optics letters*, 34(16) :2453–2455, 2009.
- [8] A. Belkhir, O. Arar, S.S. Benabbes, O. Lamrous, and F.I. Baida. Implementation of dispersion models in the split-field–finite-difference-time-domain algorithm for the study of metallic periodic structures at oblique incidence. *Physical Review E*, 81(4) :046705, 2010.
- [9] A. Ndao, A. Belkhir, R. Salut, and F. I. Baida. Slanted annular aperture arrays as enhanced-transmission metamaterials : Excitation of the plasmonic transverse electromagnetic guided mode. *Applied Physics Letters*, 103(21) :211901, 2013.
- [10] E.Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :2059–2062, 1987.

- [11] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung. Photonic band structure : The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :2295–2298, Oct 1991.
- [12] A. Belkhir. *Extension de la modélisation par FDTD en nano-optique*. Thèse doctorat, Université de Franche-Comté, November 2008.
- [13] Y. Pouget. *Transmission exaltée à travers un tamis de photons à ouvertures annulaires nanométrique : simulation et caractérisation*. Thèse de doctorat, L'université Franche-comté, 2007.
- [14] F. I. Baida, A. Belkhir, D. Van Labeke, and O. Lamrous. Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range : Role of the plasmonic modes. *Phys. Rev. B*, 74, Nov 2006.
- [15] K. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 14(3):302–307, 1966.
- [16] A. Taflove and M.E. Brodwin. Computation of the electromagnetic fields and induced temperatures within a model of the microwave-irradiated human eye. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 23(11):888–896, Nov 1975.
- [17] A. Taflove and KR. Umashankar. The finite-difference time-domain FDTD method for electromagnetic scattering and interaction problems. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 1(3):243–267, 1987.
- [18] K.S. Kunz and Kuan-Min Lee. A three-dimensional finite-difference solution of the external response of an aircraft to a complex transient em environment : Part ii-comparison of predictions and measurements. *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on*, EMC-20(2):333–341, 1978.
- [19] J.P. Berenger. Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 127(2):363 – 379, 1996.
- [20] Z.Kebci. *Modélisation FDTD de nano-structures métalliques périodiques : Application à la structure AAA*, 2012.
- [21] F.I. Baida and D. Van Labeke. Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films. *Optics communications*, 2002.
- [22] T. W. Ebbesen and T. Thio P. A. Wolff H. J. Lezec, H. F. Ghaemi. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Letters to Nature*, 1998.
- [23] F. I.Baida. Enhanced transmission through subwavelength metallic coaxial apertures by excitation of the TEM mode. *Applied Physics B*, 89(2-3):145–149, 2007.
- [24] F.I. Baida, A. Belkhir, O. Arar, E.H. Barakat, J. Dahdah, C. Chemrouk, D. Van Labeke, C. Diebold, N. Perry, and M.-P. Bernal. Enhanced optical transmission by light coaxing : Mechanism of the tem-mode excitation. *Micron*, 41(7):742 – 745, 2010.