

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Frères Mentouri de Constantine 1  
Faculté des Sciences de la technologie  
Département d'Électronique



N° d'Ordre :

N° de Série :

## THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de  
**Doctorat en Sciences en Électronique**

OPTION : Électronique

Présentée par :

**CHETTAH CHOUAIB**

Intitulée

**Application des méthodes numériques pour la détermination  
des caractéristiques physiques et optiques des structures  
périodiques à base des matériaux artificiels**

Soutenu le : 18/07/2021

**Devant le jury :**

Président :	Mr. M. BOUCHEMAT	Prof.	U. F. Mentouri, Constantine 1
Rapporteur :	Mr. A. CHAABI	Prof.	U. F. Mentouri, Constantine 1
Examineur :	Mr. R. MEHAMDI	Prof.	U. M. Ben Boulaid, Batna 2
Examineur :	Mr. S. MOUETSI	Prof.	U. L. Ben M'hidi, Oum El Bouaghi
Examineur :	Mr. M. RASLAIN	MCA.	U. F. Mentouri, Constantine 1

**Année universitaire 2020-2021**





REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Frères Mentouri de Constantine 1  
Faculté des Sciences de la technologie  
Département d'Électronique



## THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de  
**Doctorat en Sciences en Électronique**

Intitulée

**Application des méthodes numériques pour la détermination  
des caractéristiques physiques et optiques des structures  
périodiques à base des matériaux artificiels**

Présentée par :

**CHETTAH CHOUAIB**

OPTION : Électronique

Soutenu le : 18/07/2021

**Année universitaire 2020-2021**

## REMERCIEMENTS

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à mon directeur de thèse, **ABDELHAFID CHAABI** Professeur à l'université des Frères Mentouri Constantine1,

Tout au long de ce travail, vous m'avez apporté un soutien constant, une disponibilité, une écoute, une confiance et des conseils précieux et avisés à la hauteur de ses compétences et de vos réelles qualités humaines. Trouvez ici, cher maitre, l'expression de ma profonde gratitude et mes remerciements les plus vifs.

À Monsieur **MOHAMED BOUCHEMAT** Professeur à l'université des Frères Mentouri Constantine1,

Pour le privilège que vous me faites d'accepter de juger ce travail et de présider la soutenance de cette thèse. Soyez assuré de ma sincère reconnaissance et de mon profond respect.

À Monsieur **RAMDANE MEHAMDI** Professeur à l'université de Mustafa Ben Boulaid Batna 2,

Vous me faites l'honneur d'apporter votre expérience à la critique de ce travail en siégeant dans ce jury de thèse. Je vous prie de bien vouloir accepter ma respectueuse considération.

À Monsieur **SOUHAIL MOUETSI** Professeur à l'université de Larbi Ben M'hidi Oum El Bouaghi,

Vous me faites l'honneur d'apporter votre expérience à la critique de ce travail en siégeant dans ce jury de thèse. Je vous prie de bien vouloir accepter ma respectueuse considération.

À Monsieur **MOUHAMED RASLAIN** maitre de conférences 'A' à l'université des Frères Mentouri Constantine 1,

Vous avez répondu présent sans hésitation et avez consacré de votre temps pour examiner cette thèse. Veuillez trouver ici l'expression de toute ma gratitude.

À l'ensemble de l'équipe de Laboratoire Hyperfréquence et Semiconducteur, de l'Université Frères Mentouri- Constantine1,

A professeur **OUARDA BARKAT** membre d'équipe de laboratoire Électromagnétisme et télécommunications d'université Constantine 1, je la remercie infiniment pour sa précieuse aide, et pour ses précieux conseils.

## DÉDICACES

*À la mémoire de mon PÈRE*

*Avec lequel je n'aurais pas le plaisir de partager cet événement, qui demeurera dans mon cœur à jamais.*

*Je prie Dieu le tout puissant de lui accorder sa grâce et son paradis éternel.*

*À ma MÈRE*

*Tes prières, tes encouragements ont été pour moi un grand soutien tout au long de ma carrière. Puisse Dieu le tout puissant te protéger et te prêter vie, santé et bonheur afin que je puisse te chérir le plus longtemps possible.*

*À mon épouse,*

*Pour le soutien et la patience que tu m'as témoigné ; tu m'as donné la force et le courage de continuer et d'aller de l'avant.*

*À mes filles DJOUMANA & NAJLA*

*À mes FRÈRES & mes SŒURS*

*À toute ma FAMILLE, À toute ma BELLE FAMILLE*

*À tous mes AMIS*

# TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES .....	iv
LISTE DES FIGURES.....	vii
LISTE DES TABLEAUX .....	xi
LISTE DES ABRÉVIATIONS.....	xii
<b>INTRODUCTION ET PROBLÉMATIQUE .....</b>	<b>1</b>
<b>1. GÉNÉRALITÉS SUR LES STRUCTURES PÉRIODIQUES.....</b>	<b>4</b>
1.1. INTRODUCTION.....	4
1.2 LES CRISTAUX PHOTONIQUES.....	4
1.2.1 Différents types de cristaux photoniques .....	5
1.2.1.1 Cristaux photoniques à une dimension.....	6
1.2.1.2 Cristaux photoniques bidimensionnels.....	7
1.2.1.3 Cristaux photoniques tridimensionnels .....	11
1.2.2 Bande interdite photonique .....	12
1.3. MATÉRIAUX DE BASE .....	14
1.3.1 Diélectriques.....	15
1.3.1.1 Caractéristiques des matériaux diélectriques .....	15
1.3.1.2 Propagation dans les milieux diélectriques .....	19
1.3.1.3 Applications des matériaux diélectriques.....	21
1.3.2 Métamatériaux.....	22
1.3.2.1 Caractéristiques des métamatériaux .....	23
1.3.2.2 Différent types des métamatériaux.....	26
1.3.3. Supraconducteurs .....	27
1.3.3.1 Caractéristiques générales.....	28
1.3.3.2. Classification des supraconducteurs.....	32
1.3.3.3 Application des supraconducteurs.....	33
1.3.4 Plasmas.....	33
1.3.4.1 La création d'un plasma .....	33
1.3.4.2 Différentes types des plasmas .....	34
1.3.4.3 Principales caractéristiques des plasmas .....	35
1.4 CONCLUSION .....	38
<b>2. ÉTUDE DES STRUCTURES PÉRIODIQUES PAR LA MÉTHODE FDTD.....</b>	<b>39</b>
2.1 INTRODUCTION.....	39
2.2 PRINCIPE DE LA MÉTHODE FDTD .....	40
2.2.1 La discrétisation des équations de Maxwell.....	40
2.2.1.1 La discrétisation spatiale.....	42
2.2.1.2 La discrétisation temporelle .....	43
2.2.2 Équations des champs électromagnétiques utilisées dans la méthode FDTD.....	44
2.2.2.1 Équations du champ électromagnétique à trois dimensions.....	44

2.2.2.2	Équations du champ électromagnétique à deux dimensions .....	44
2.2.2.3	Équations du champ électromagnétique à une dimension .....	45
2.2.3	Dispersion numérique .....	46
2.2.4	Conditions d'absorption aux limites.....	46
2.2.5	L'excitation .....	48
2.3	APPLICATION DE LA MÉTHODE FDTD À 1D et 2D.....	49
2.3.1	Méthode de résolution.....	49
2.3.2	Représentation du champ électromagnétique à une dimension.....	51
2.3.2.1	Simulation d'une structure périodique 1D à base des diélectriques.....	52
2.3.2.2	Simulation d'une structure périodique 1D à base des métamatériaux.....	54
2.3.3	Représentation du champ électromagnétique à deux dimensions .....	57
2.3.3.1	Simulation d'une structure périodique 2D à base des Métamatériaux .....	58
2.4	CONCLUSION.....	64
<b>3.</b>	<b>ÉTUDE DES STRUCTURES PÉRIODIQUES PAR LA MÉTHODE DES ONDES PLANES (PWE)</b> .....	<b>66</b>
3.1.	INTRODUCTION.....	66
3.2	MÉTHODE DES ONDES PLANES .....	66
3.2.1	Principe de la méthode des ondes planes .....	66
3.2.2	Algorithme de la méthode PWE.....	67
3.2.3	Équations de propagation dans un diélectrique.....	67
3.2.4	Étude des cristaux photoniques 1D par la méthode des ondes planes.....	70
3.2.5	Étude des cristaux photoniques 2D par la méthode des ondes planes.....	73
3.3	CRISTAUX PHOTONIQUES À UNE DIMENSION .....	77
3.4	CRISTAUX PHOTONIQUES A DEUX DIMENSION.....	79
3.4.1	Effet de variation de facteur de remplissage .....	79
3.4.2	Effet de la variation de la permittivité diélectrique .....	82
3.4.3	Étude d'une cavité résonante avec un défaut ponctuel.....	84
3.4.4	Étude d'une cavité résonante avec deux défauts ponctuels.....	85
3.5	CONCLUSION .....	87
<b>4.</b>	<b>ÉTUDE DES FILTRES SÉLECTIFS OPTIQUES 1D-PCs À BASE DES MATÉRIAUX ARTIFICIELS PAR LA MÉTHODE TMM</b> .....	<b>88</b>
4.1	INTRODUCTION.....	88
4.2	LA MÉTHODE DES MATRICES DE TRANSFERT (TMM).....	88
4.2.1	Étude d'une structure périodique 1D sans défaut.....	88
4.2.2	Relation de dispersion .....	92
4.2.2.1	La relation de dispersion pour le mode TE .....	93
4.2.2.2	La relation de dispersion pour le mode TM .....	94
4.3	FILTRES À BASE DES MATÉRIAUX DIÉLECTRIQUES .....	95
4.3.1	La transmittance de la structure défectueuse asymétrique & symétrique .....	96
4.3.2	Effets de la variation de l'angle d'incidence & la polarisation .....	98
4.3.3	Effets de la variation des épaisseurs des couches de filtre .....	99
4.3.4	Les structures résonnantes et le facteur de qualité Q .....	102

4.4 FILTRE À BASE DES MATÉRIAUX PLASMA-DIÉLECTRIQUE .....	103
4.4.1 La transmittance de la structure défectueuse asymétrique & symétrique .....	104
4.4.2 Effet de la variation de l'angle d'incidence.....	105
4.4.3 Effet de la variation de la densité électronique du plasma .....	106
4.4.4 Effet du champ magnétique.....	107
4.4.5 Effets de la variation des épaisseurs des couches de filtre .....	109
4.4.6 Les structures résonnantes et le facteur de qualité Q .....	111
4.5 FILTRE À BASE DES MATÉRIAUX PLASMA-SUPRACONDUCTEUR-DIÉLECTRIQUE .....	113
4.5.1 La transmittance de la structure défectueuse asymétrique & symétrique .....	113
4.5.2 L'effet de l'épaisseur du supraconducteur sur les spectres de transmittance .....	115
4.5.3 Effet du champ magnétique externe sur les spectres de transmittance.....	116
4.5.4 Effet du champ magnétique externe et l'épaisseur de la couche supraconductrice sur les spectres de transmittance.....	117
4.5.5 Effet de la température sur les spectres de transmission .....	119
4.5.6 Effet de l'angle d'incident sur les spectres de transmittance.....	120
4.5.7 Les structures résonnantes et le facteur de qualité Q .....	121
4.6 CONCLUSION .....	123
<b>CONCLUSION GÉNÉRALE .....</b>	<b>125</b>
RÉFÉRENCES.....	127
RÉSUMÉ.....	134
LISTE DES TRAVAUX SCIENTIFIQUES .....	137

## LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 Représentation schématique de cristaux photoniques.....	6
Figure 1.2 Structure périodique à une dimension (1D-PCs) miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches permittivités $\epsilon_{r1} < \epsilon_{r2}$ .....	6
Figure 1.3 Structure périodique à deux dimension (2D-PCs) $n_2 > n_1$ ; a) connectée b) déconnectée.....	7
Figure 1.4 Structure périodique à deux dimensions (2D-PCs) ; a) Structure carrée, b) Structure triangulaire, c) Structure Hexagonale.....	7
Figure 1.5 Passage de l'espace réel vers l'espace réciproque et la zone de Brillouin ; a) un réseau carré b) un réseau triangulaire.....	8
Figure 1.6 Exemple de cavité dans un cristal photonique hexagonal de trous d'air (Défauts ponctuels) [47].....	10
Figure 1.7 Exemple d'un Cristal photonique bidimensionnel dans du silicium macroporeux avec un défaut unidimensionnel [48].....	10
Figure 1.8 Structure bidimensionnelle ; a) Polarisation TM b) Polarisation TE.....	11
Figure 1.9 Photographie d'un cristal tridimensionnel constitué de sphères d' $Al_2O_3$ d'indice de réfraction 3,06 d'après E. Yablonovitch 1993 [50].....	11
Figure 1.10 Image 3D de MEB d'un cristal photonique de pores inclinés réalisés dans une résine photosensible par lithographie multiphotons [51].....	12
Figure 1.11 La bande interdite photonique pour une structure périodique 1D [11].....	13
Figure 1.12 Diagramme de bande d'un cristal photonique 2D [11].....	13
Figure 1.13 Classification des matériaux selon les propriétés électromagnétiques $\epsilon$ et $\mu$ .....	14
Figure 1.14 Les différents types de polarisation.....	16
Figure 1.15 a) Évolution de l'occurrence du mot «Metamaterials» dans les publications scientifiques depuis l'an 2000 et b) Nombre de citations de ces articles sur la même période [69].....	23
Figure 1.16 SRR proposés par Pendry pour avoir un milieu à perméabilité négative [72].....	25
Figure 1.17 La structure proposée par D. Smith qui combine les fils minces et les SRR pour avoir un milieu doublement négatif [73].....	26
Figure 1.18 Résistivité et température critique dans le mercure.....	28
Figure 1.19 Aimant lévitant au-dessus d'un supraconducteur.....	29
Figure 1.20 Température critique $T_c$ des supraconducteurs et année de découverte [80].....	29
Figure 1.21 Profondeur de pénétration $\lambda$ en fonction de la température [78].....	30
Figure 1.22 Vue schématique a) plasma b) décharge [93].....	34
Figure 1.23 Classification de différents plasmas existant dans la nature ou créés en laboratoire en fonction de leurs température et densité électronique [93].....	35
Figure 2.1 Positions des champs électriques et magnétiques dans le schéma FDTD de Yee [23, 101].....	42
Figure 2.2 Discrétisation temporelle.....	43
Figure 2.3 Les couches PML autour d'un domaine à deux dimensions [100].....	48
Figure 2.4 Structure périodique 1D à base des diélectriques où la propagation des ondes le long de la direction x.....	52
Figure 2.5 Variation du champ $E_x$ dans une structure périodique 1D basée sur des milieux diélectriques.....	53
Figure 2.6 Structure périodique 1D à base des métamatériaux où la propagation des ondes le long de la direction x.....	54
Figure 2.7 Variation du champ $E_x$ dans une structure périodique 1D basée sur des milieux de métamatériaux.....	55
Figure 2.8 Distribution du champ électrique pour la solution de Pendrys pour une onde incidente sur une couche d'indice de réfraction égal à -1 [113].....	56

Figure 2.9	Variation de la valeur maximale du champ $E_x$ dans une structure périodique 1D basée sur des milieux de métamatériaux. ....	56
Figure 2.10	Géométrie 2D d'une structure contenant une couche de métamatériau avec des conditions aux limites.....	59
Figure 2.11	Propagation des ondes d'une source ponctuelle dans une structure avec une seule couche de métamatériau (Air-DNG-Air) pour des différents indices de réfraction.....	60
Figure 2.12	Propagation des ondes d'une source ponctuelle dans une structure avec une double couche de métamatériau (Air-DNG-Air-DNG-Air) pour des différents indices de réfraction. ....	60
Figure 2.13	Propagation des ondes d'une source ponctuelle située au milieu d'une structure (Air-DNG-Air-DNG-Air).....	61
Figure 2.14	Propagation à travers des couches de DNG avec $n=-1$ et $n=-2$ [114].....	62
Figure 2.15	Couche DNG avec indice de réfraction $n=-1$ [115].....	62
Figure 2.16	Propagation des ondes d'un faisceau gaussienne incliné de $60^\circ$ et situé au milieu d'une structure vertical a) Structure Air-DNG-Air-DNG-Air) b) Structure (Air-Diélec-Air-Diélec -Air).....	63
Figure 2.17	Propagation des ondes à travers des milieux doublement positifs et doublement négatifs : réflexions, réfractions et transmission [114].....	64
Figure 3.1	Processus de calcul par la méthode PWE. ....	67
Figure 3.2	Cristaux photoniques 1D. ....	71
Figure 3.3	Notion de supercellule dans le cas d'un défaut ponctuel.....	73
Figure 3.4	Distribution des valeurs de $P_1$ et $P_2$ dans le diagramme de dispersion. ....	75
Figure 3.5	Diagramme de bandes de la structure 1. ....	78
Figure 3.6	Diagramme de bandes de la structure 2. ....	78
Figure 3.7	Diagramme de bandes de la structure 3. ....	78
Figure 3.8	Tracé d'une structure 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) (avec $a=1.0\mu\text{m}$ et $r=0.4*a$ ). ....	79
Figure 3.9	Diagramme de bandes pour différentes valeurs de facteur de remplissage d'une structure déconnectée. ....	80
Figure 3.10	Diagramme de bandes pour différentes valeurs de facteur de remplissage d'une structure connectée. ....	81
Figure 3.11	Les largeurs de bandes interdites BIPs en fonction du facteur de remplissage. ....	81
Figure 3.12	Diagramme de bandes pour différentes valeurs de la permittivité $\epsilon_2$ d'une structure déconnectée. ....	82
Figure 3.13	Diagramme de bandes pour différentes valeurs de la permittivité $\epsilon_1$ d'une structure connectée. ....	83
Figure 3.14	Variation des valeurs de BIPs en fonction de la permittivité diélectrique $\epsilon$ . ....	83
Figure 3.15	Tracé d'une structure 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) avec un défaut ponctuel et une période $a=1$ . ....	84
Figure 3.16	Diagramme de bandes d'une structure déconnectée 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) avec un défaut ponctuel. ....	84
Figure 3.17	Diagramme de bandes d'une structure connectée 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) avec un défaut ponctuel. ....	85
Figure 3.18	Trace d'une structure 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) avec deux défauts ponctuels et une période $a=1.0\mu\text{m}$ . ....	86
Figure 3.19	Diagramme de bandes d'une structure déconnectée 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) avec deux défauts ponctuels. ....	86
Figure 3.20	Diagramme de bandes d'une structure connectée 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) avec deux défauts ponctuels. ....	86
Figure 4.1	Structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) ; a) Structure asymétrique b) Structure symétrique.....	89

Figure 4.2 La structure symétrique 1D-PC $(AB)^{N/2}C(BA)^{N/2}$ d'un filtre à base des matériaux diélectriques.....	95
Figure 4.3 Spectres de transmission en fonction de la fréquence ; a) Structure asymétrique b) Structure symétrique. ....	97
Figure 4.4 Spectres de transmission de la structure 1D-PC symétrique en fonction de la fréquence avec la variation d'angle d'incidence; a) Mode TE b) Mode TM.....	98
Figure 4.5 La transmission de la structure 1D-PC symétrique en fonction d'angle d'incidence, pour les modes TE et TM ; a) Les pics de résonance b) Les largeurs des BIPs. ....	99
Figure 4.6 Spectres de transmission de la structure 1D-PC symétrique en fonction de la fréquence avec les variations des épaisseurs des couches ; a) Couche de InP b) Couche de SiO <sub>2</sub> c) Couche défectueuse ZnS.....	100
Figure 4.7 Les pics de résonance et les largeurs des BIPs de la structure 1D-PC symétrique en fonction des épaisseurs des couches ; a) Couche de InP b) Couche de SiO <sub>2</sub> c) Couche défectueuse ZnS.....	101
Figure 4.8 Spectres de transmission en fonction de la fréquence pour différents nombre de couche de défaut ; a) Une couche b) Deux couches c) Trois couches. ....	102
Figure 4.9 Schéma de principe de la structure 1D-PC symétrique avec une couche de défaut (MCP). .....	104
Figure 4.10 Spectres de transmission en fonction de la fréquence ; a) Structure périodique asymétrique, b) Structure périodique symétrique. ....	105
Figure 4.11 Spectres de la transmission de la structure 1D-PC symétrique en fonction de la fréquence pour différentes valeurs d'angle d'incidence. ....	105
Figure 4.12 Spectres de transmission en fonction de la fréquence de la structure périodique 1D-PC symétrique pour des différentes valeurs de la densité électronique du plasma. ....	107
Figure 4.13 Spectres de transmission en fonction de la fréquence de la structure périodique 1D-PC symétrique pour différentes valeurs du champ magnétique. ....	108
Figure 4.14 Transmittance en fonction de la fréquence pour différentes valeurs des épaisseurs de la structure périodique 1D symétrique $(\text{InAs}/\text{SiO}_2)^2 \text{MCP} (\text{SiO}_2/\text{InAs})^2$ . ....	110
Figure 4.15 Spectres de transmission en fonction de la fréquence de la structure périodique 1D-PC symétrique pour différents nombres des couches de défaut, ( $\theta=0$ , mode TE, $\gamma=1.0 \times 10^7$ , $n_e=1.0 \times 10^{18}$ , $B=0.30\text{T}$ ); ( $d_{\text{InAs}}=3.1\text{mm}$ , $d_{\text{SiO}_2}=7.4\text{mm}$ , $d_{\text{MCP}}=12.0\text{mm}$ ) ; ( $n_{\text{InAs}}=3.3842$ , $n_{\text{SiO}_2}=1.4672$ ). ....	112
Figure 4.16 Les spectres de transmission en fonction de la fréquence ; a) Structure asymétrique b) Structure symétrique.....	115
Figure 4.17 Les spectres de transmission en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche supraconductrice. $(\text{Air}/(\text{MCP}-\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7 \text{SrTiO}_3 (\text{MCP}-\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7 / \text{Air}) \theta_0=0$ , ( $n_e=10^{18}\text{m}^{-3}$ , $B=0.4\text{T}$ ), ( $\lambda_0=200\text{nm}$ , $T=4.2\text{K}$ , $T_c=92\text{K}$ ), ( $d_p=1\text{mm}$ , $d_{D1}=2\text{mm}$ , $n_{D1}=2.437$ ). ....	116
Figure 4.18 Spectres de transmission en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du champ magnétique externe. $(\text{Air}/(\text{MCP}-\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7 \text{SrTiO}_3 (\text{MCP}-\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7 / \text{Air}) \theta_0=0$ , ( $n_e=10^{18}\text{m}^{-3}$ ), ( $\lambda_0=200\text{nm}$ , $T=4.2\text{K}$ , $T_c=92\text{K}$ ), ( $d_p=1\text{mm}$ , $d_s=80\text{nm}$ , $d_{D1}=2\text{mm}$ , $n_{D1}=2.437$ ). ....	117
Figure 4.19 La fréquence de coupure par rapport à l'épaisseur de la couche supraconductrice pour différentes valeurs de champ magnétique.....	118
Figure 4.20 La position de pic de résonance par rapport à l'épaisseur de la couche supraconductrice pour différentes valeurs de champ magnétique.....	118
Figure 4.21 La bande interdite photonique en fonction de l'épaisseur de la couche supraconductrice pour différentes valeurs de champ magnétique.....	119
Figure 4.22 Les spectres de transmission en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de température. $(\text{Air}/(\text{MCP}-\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7 \text{SrTiO}_3 (\text{MCP}-\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7 / \text{Air}) \theta_0=0$ , ( $n_e=10^{18}\text{m}^{-3}$ , $B=0.4\text{T}$ ), ( $\lambda_0=200\text{nm}$ , $T_c=92\text{K}$ ), ( $d_p=1\text{mm}$ , $d_s=80\text{nm}$ , $d_{D1}=2\text{mm}$ , $n_{D1}=2.437$ ). ....	119

Figure 4.23 Les spectres de transmission en fonction de la température pour différentes fréquences. (Air/(MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> SrTiO <sub>3</sub> (MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> /Air), $\theta_0=0$ , ( $n_e=10^{18}m^{-3}$ , $B=0.4T$ ), ( $\lambda_0=200nm$ , $T_C=92K$ ), ( $d_p=1mm$ , $d_s=80nm$ , $d_{D1}=2mm$ , $n_{D1}=2.437$ ).....	120
Figure 4.24 Spectre de transmission en fonction de la fréquence à différentes valeurs de l'angle d'incidence pour le mode TE. (Air/(MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> SrTiO <sub>3</sub> (MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> /Air), ( $n_e=10^{18}m^{-3}$ , $B=0.4T$ ), ( $\lambda_0=200nm$ , $T=4.2K$ , $T_C=92K$ ), ( $d_p=1mm$ , $d_s=20nm$ , $d_{D1}=2mm$ , $n_{D1}=2.437$ ).....	121
Figure 4.25 Spectre de transmission de la configuration (Air/(MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> (InAs-MCP-SrTiO <sub>3</sub> )(MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> / Air) calculés en fonction de la fréquence. $n_{D1}=n_{SrTiO_3}=2.437$ , $n_{D2}=n_{InAs}=3.3842$ , $d_p=1mm$ , $d_s=80nm$ , $d_{D1}=d_{D2}=2mm$ , $B=0.2T$ , $n_e=10^{18}m^{-3}$ .....	122
Figure 4.26 Spectre de transmission de la configuration (Air/(MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> (SrTiO <sub>3</sub> -MCP-SrTiO <sub>3</sub> -YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> -SrTiO <sub>3</sub> ) (MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> /Air) calculés en fonction de la fréquence. $n_{D1}=n_{SrTiO_3}=2.437$ , $d_p=1mm$ , $d_s=80nm$ , $d_{D1}=2mm$ , $B=0.2T$ , $n_e=10^{18}m^{-3}$ .....	122
Figure 4.27 Comparaison entre les facteurs de qualité des trois filtres étudiés.....	123

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 Les valeurs des constantes diélectriques de quelques matériaux. ....	22
Tableau 1.2 Températures critiques de quelques matériaux supraconducteurs [81]. ....	29
Tableau 3.1 Les paramètres des structures 1D-PCs utilisés. ....	77
Tableau 3.2 Nombre et la largeur des bandes interdites BIPs d'une structure 1D-PC. ....	79
Tableau 3.4 Les BIPs en fonction des différentes valeurs de la permittivité diélectrique. ....	84
Tableau 3.5 Fréquences de résonance et BIPs d'une structure carée (11×11) avec un défaut ponctuel. ....	85
Tableau 3.6 Fréquences de résonance et BIPs d'une structure carée (11×11) avec deux défauts ponctuels. ....	87
Tableau 4.1 Les paramètres des matériaux diélectriques utilisés [132, 133]. ....	96
Tableau 4.2 Les pics de résonance et les largeurs des BIPs de la structure 1D-PC symétrique, pour les modes TE et TM. ....	99
Tableau 4.3 Les valeurs des pics de résonance et BIPs en fonction des épaisseurs des couches (InP/SiO <sub>2</sub> ) <sup>2</sup> ZnS (SiO <sub>2</sub> /InP) <sup>2</sup> . ....	101
Tableau 4.4 Fréquence de résonance et facteur de qualité Q pour différentes configurations. ....	102
Tableau 4.5 Les paramètres des matériaux utilisés [133, 146]. ....	104
Tableau 4.6 Les pics de résonance et les largeurs des BIPs de la transmission de la structure 1D-PC symétrique, pour le mode TE. ....	106
Tableau 4.7 Les pics de résonance et les BIPs de la transmission pour des différentes valeurs de la densité électronique du plasma. ....	107
Tableau 4.8 Les pics de résonance et les BIPs de la transmission pour différentes valeurs du champ magnétique. ....	108
Tableau 4.9 Les valeurs des Pics de résonance et BIPs en fonction des épaisseurs des couches de la structure (InAs/SiO <sub>2</sub> ) <sup>2</sup> MCP (SiO <sub>2</sub> / InAs) <sup>2</sup> . ....	111
Tableau 4.10 Fréquence de résonance et facteur de qualité Q pour différentes configurations. ....	112
Tableau 4.11 Les paramètres des matériaux utilisés [134, 140, 142, 143]. ....	114
Tableau 4.12 Bande interdite photonique, fréquence de résonance et de coupure de transmission à différentes valeurs de l'épaisseur de la couche supraconductrice pour la configuration (Air/(MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> SrTiO <sub>3</sub> (MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> /Air). ....	116
Tableau 4.13 Bande interdite photonique, fréquence de résonance pour différentes valeurs du champ magnétique externe. ....	117
Tableau 4.14 Bande interdite photonique, fréquence de résonance et de coupure de transmission pour différentes valeurs de température pour la configuration (Air/(MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> SrTiO <sub>3</sub> (MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> /Air). ....	120
Tableau 4.15 Bande interdite photonique, fréquence de résonance et de coupure de transmission à différentes valeurs de l'angle d'incidence en mode TE, pour la configuration (Air/(MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> SrTiO <sub>3</sub> (MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> /Air). ....	121
Tableau 4.16 Fréquence de résonance et facteur de qualité Q pour différentes configurations. ....	123

## LISTE DES ABRÉVIATIONS

PCs	: Les cristaux photoniques.
WDM	: Multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing)
1D-PC	: Cristal photonique unidimensionnel
2D-PC	: Cristal photonique bidimensionnel
3D-PC	: Cristal photonique tridimensionnel
BIPs	: Bandes interdites photoniques
FDTD	: Méthode des différences finies dans le domaine temporel
PML	: Couche absorbante parfaitement adaptée (Perfectly Matched Layer)
MATLAB	: Logiciel de manipulation mathématique (Matrix Laboratory)
PWE	: Méthode de décomposition en ondes planes (Plane Wave Expansion)
TE	: Composante Transversale du champ Électrique
TM	: Composante Transversale du champ Magnétique
TMM	: La méthode des matrices de transfert (Transfer Matrix Method).
MCP	: Plasma froid magnétisé (Cold Magnetized Plasma)
DSP	: Matériaux doublement positifs (Doubly Positive materials).
DNG	: Doublement négatifs (Doubly PositiNegative materials).
RHM	: Matériaux main droite (Right Hand Materials).
LHM	: Matériaux main gauche (Left Hand Materials).
ENG	: Matériau à epsilon négatif (Epsilon Negative Matrials)
MNG	: Matériaux à mu-négatifs (Mu Negative Materials)
SRR	: Anneaux concentriques coupés (Split-Ring Résonateurs).
RMN	: Résonance Magnétique Nucléaire (magnetic nuclear resonance)
MPPC	: Les cristaux photoniques plasma magnétisés
ABC	: Condition d'absorption aux limites (Absorbing Boundary Condition)

**INTRODUCTION &  
PROBLÉMATIQUE**

## INTRODUCTION ET PROBLÉMATIQUE

Dans les domaines de l'électromagnétisme et de l'optique, des matériaux artificiels, aux propriétés très particulières sont souvent structurés périodiquement, constitués en réseau d'un motif de base qui se répète suivant une, deux ou trois directions. Ils tirent leurs propriétés originales des résonances qui peuvent s'établir entre motifs répétés : matériaux à indice négatif, ultra-réfraction, matériaux absorbants, supraconducteurs, plasmas,...[1, 2]. Ces matériaux, qui peuvent parfois être appelés «cristaux photoniques» (PCs), permettent d'améliorer les performances des technologies liées à des domaines photoniques modernes très divers, et visent à réduire les tailles des dispositifs électroniques notamment les cellules photovoltaïques, les biocapteurs, les filtres sélectifs [3-8], les réseaux de multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM), les antennes et leur environnement dans le domaine de télécommunications [9].

Les cristaux photoniques font partie de ces structures. Ce sont des matériaux composites qui sont généralement constitués d'un réseau périodique d'inclusions diélectriques ou métalliques. Les premières études portant sur un diélectrique aux propriétés périodiques remontent à 1887 lorsque Lord Rayleigh décrit le comportement des ondes dans un film multicouches pour lequel l'indice de réfraction alterne d'une couche à l'autre [10].

La propriété principale des cristaux photoniques est l'existence de bandes de fréquences interdites, c'est-à-dire que la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions et pour certaines fréquences.

La structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) a beaucoup intéressé les chercheurs en raison de ses nombreux avantages, notamment en ce qui concerne sa capacité à contrôler la propagation des ondes électromagnétiques dans des espaces restreints [11], elle est constituée de deux matériaux diélectriques présentant une variation périodique de leurs indices de réfraction [12, 13]. Les structures à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) présentent des bandes interdites photoniques (BIPs) induits en raison de la périodicité spatiale.

L'introduction d'un autre matériau (défaut) rompra la périodicité de la structure et un mode de défaut localisé apparaît dans la bande interdite photonique (BIP) en raison de la rupture de cette périodicité. Ce mode de défaut induirait un pic de transmission dans la région BIP, ce qui répond bien aux exigences du filtre à bande étroite. Cette structure permet aux ondes de se propager à un point de fréquence tout en interdisant les ondes à toutes les autres gammes de

fréquences. Les filtres à bande étroite sont donc l'une des applications les plus répandues [14, 15].

L'utilisation des matériaux diélectriques dans une structure 1D-PC est parfois inévitable pour faire face aux problèmes de perte inhérents découlants du coefficient d'extinction métallique. Pour traiter ce problème, il est possible de remplacer le diélectrique par des matériaux métallo-diélectriques, métamatériaux, supraconducteurs ou plasmas [16-18]. Les composants optiques supraconducteurs ont montré une supériorité significative relativement aux composants correspondants fabriqués avec des conducteurs normaux tels que l'or, l'argent et le cuivre en raison des avantages des supraconducteurs à haute température critique introduisant une très faible perte ce qui veut dire la réduction de l'atténuation et du niveau de bruit, une faible dispersion et une miniaturisation des dispositifs optiques [19, 20].

Outre les supraconducteurs, on trouve également les plasmas qui forment une classe particulière de matériaux ou des milieux artificiels structurés présentant de nouvelles propriétés électromagnétiques qui n'existent pas dans les matériaux normaux. Les plasmas ont attiré beaucoup d'attention en raison de : leurs propriétés électromagnétiques uniques telles que la facilité d'utilisation du champ magnétique externe, leurs effets magnéto-optiques basés sur les propriétés des BIP et la capacité de contrôler la densité électronique du plasma. Plusieurs études suggèrent que les plasmas émergents comme de nouveaux points chauds dans l'ingénierie des photons en raison d'un meilleur contrôle du champ magnétique externe sur les BIPs [21, 22].

L'objectif de cette thèse est d'étudier par l'application des méthodes numériques et par la simulation, les caractéristiques des structures périodiques à base des matériaux artificiels. On s'intéresse à l'étude des structures périodiques unidimensionnelles (1D) en proposant une nouvelle conception. Nous étudions les propriétés de transmission d'une structure multicouche contenant des milieux à indices de réfraction positive (diélectrique, supraconducteur) et négative (métamatériaux, plasma). Nous étudions également la conception d'un filtre sélectif à base d'une structure périodique multicouche unidimensionnelle.

Cette thèse est structurée en quatre chapitres :

Le premier chapitre est consacré à la présentation des concepts de base des structures périodiques liés aux cristaux photoniques ; nous citons leurs propriétés physiques et leurs différents types. En suite des rappels généraux sur les matériaux utilisés dans les structures périodiques à base des cristaux photoniques, nous exposons un aperçu sur les différents types de matériaux, en mettant l'accent sur les matériaux diélectriques, métamatériaux, supraconducteurs et plasma, ainsi que les applications optiques qui peuvent en découler.

Dans le deuxième chapitre nous présentons une étude théorique de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), cette méthode est présentée par Yee en 1966 [23]. Le principe de la méthode FDTD sera détaillé, les principaux points clés seront pris en compte, à savoir : la discrétisation des équations de Maxwell dans le domaine temporel, le critère de stabilité liant le pas spatial et le pas temporel, les conditions aux limites et le principe des couches absorbantes de type PML. Ce chapitre consacré aux métamatériaux et leurs comportements comme une lentille parfaite. L'intérêt pour les métamatériaux se poursuivra car ils permettent de concevoir des matériaux aux propriétés nouvelles. Le travail présenté est axé sur la simulation des structures périodiques 1D et 2D basées sur les métamatériaux et les diélectriques, en utilisant la méthode de FDTD. Les simulations 1D et 2D sont effectuées à l'aide d'un code de MATLAB, afin d'observer le comportement des ondes dans les couches de métamatériau et diélectrique.

Le troisième chapitre présente la formulation et l'implémentation de la méthode de décomposition en ondes planes PWE qui consiste à résoudre l'équation d'onde dans l'espace fréquentiel, en développant les champs électrique et magnétique sur une base d'ondes planes. Nous présenterons les équations de Maxwell et la propagation de l'onde plane dans les cristaux photoniques 1D et 2D pour les modes TE et TM. La résolution de ces équations conduit aux diagrammes des bandes de dispersion. À la fin on présente les résultats de simulation des bandes interdites, les modes de défauts, on a tracé la variation des courbes de dispersion en fonction de vecteur d'onde pour des différentes configurations.

Dans le quatrième chapitre, l'objectif a été orienté principalement sur l'application de la méthode des matrices de transfert TMM dans les structures périodiques. Nous donnons en premier lieu des notions de base de la méthode, Après, nous présentons une étude théorique des trois filtres sélectifs à base des cristaux photoniques à une dimension (1D), le premier filtre est à base des diélectriques, le deuxième à base des couche de plasma froid magnétisé (MCP) et des diélectriques et le troisième filtre est à base des couches supraconductrices, des MCPs et des couches diélectrique. Nous utilisons la méthode des matrices de transfert (TMM) afin de trouver les caractéristiques des spectres de transmission et la bande interdite photonique de la structure de base constituant nos filtres. Les résultats de simulation numérique pour les différentes configurations seront présentés en terme de spectres de transmission. Certains facteurs affectant la qualité du filtre seront pris en compte, tels que l'épaisseur des couches, l'angle d'incidence et les propriétés physiques des matériaux sur lesquels repose la structure constitutive du filtre.

# **1. GÉNÉRALITÉS SUR LES STRUCTURES PÉRIODIQUES**

# 1. GÉNÉRALITÉS SUR LES STRUCTURES PÉRIODIQUES

## 1.1. INTRODUCTION

Les structures périodiques sont omniprésentes dans la nature. Par exemple, un cristal de diamant est constitué d'un arrangement périodique tridimensionnel d'atomes de carbone. Les structures périodiques sont la répétition d'une cellule unitaire dans l'espace selon une matrice. Une matrice est un ensemble de points placés de manière périodique dans l'espace. La cellule unitaire, quant à elle, définit la structure physique qui, lorsque répliquée à chacun des points de la matrice, génère la structure périodique [1, 24].

Les cristaux photoniques font partie de ces structures. Ce sont des matériaux composites généralement constitués d'un réseau périodique d'inclusions diélectriques ou métalliques dont la taille caractéristique de la structuration est de l'ordre de la longueur d'onde incidente. La propriété principale des cristaux photoniques est l'existence de bandes de fréquences interdites, c'est-à-dire que la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions et pour certaines fréquences. On retrouve comme application de cet effet plusieurs dispositifs, comme par exemple les miroirs de Bragg ou les filtres diélectriques de Fabry-Perot qui ont des propriétés de réflexion et de transmission remarquables. Ces structures sont des cristaux photoniques unidimensionnels, très dépendantes de la fréquence de l'onde incidente ainsi que de son angle d'incidence. Les cristaux photoniques 1D sont les plus simples à réaliser. Ils sont obtenus en empilant périodiquement des couches planes de diélectriques d'indices de réfraction différents [25, 26].

Dans ce chapitre, nous exposons les concepts de base liés aux structures périodiques représentées dans nos études par les cristaux photoniques ; nous citons leurs propriétés physiques, leurs différents types et des rappels généraux sur les matériaux utilisés dans les structures périodiques. À la fin, nous présentons les différentes méthodes numériques de modélisation des cristaux photoniques, ainsi que les applications optiques qui peuvent en découler.

## 1.2 LES CRISTAUX PHOTONIQUES

Les cristaux photoniques PCs ou matériaux à bande interdite photonique BIP sont donc des milieux transparents dans lesquels l'indice optique varie de manière périodique. Cette variation périodique peut être réalisée dans une, deux ou les trois directions de l'espace.

Le principe général des cristaux photoniques était déjà utilisé depuis plusieurs décennies pour la réalisation de miroirs interférentiels [27], mais c'est à E. Yablonovitch [28] et S. John [29] qu'est due la généralisation à plusieurs dimensions en 1987.

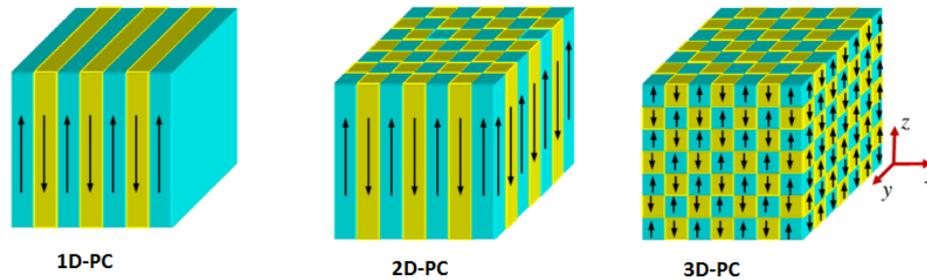
Du point de vue de la fabrication, l'élaboration d'un fort contraste d'indice à l'échelle de la longueur d'onde est un problème majeur. À plusieurs dimensions, cette modulation d'indice est généralement réalisée en creusant des trous dans le matériau diélectrique [30, 31], en empilant des billes [32, 33] ou des tiges diélectriques sous une forme appelée « tas de bois » [34]. À cause de ces contraintes technologiques, les premières structures ont été réalisées pour des longueurs d'ondes millimétriques [30]. Par ailleurs, du point de vue théorique, les calculs sur des structures bi- et tridimensionnelles sont particulièrement lourds. À partir de 1999, les microcavités sont étudiées plus en détail : D. Labilloy et al [35], ont étudié leurs impacts sur les bandes interdites, O. Painter et al [36, 37] ont étudié le confinement des ondes dans ces microcavités pour la conception de micro-laser. Enfin en 2000, l'étude des microcavités se prolonge par celle des guides d'ondes [38].

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde dans une, deux ou trois directions de l'espace. Cette variation périodique de l'indice optique suivant les différentes directions entraîne l'apparition de gammes de fréquences pour lesquelles la lumière ne peut pas se propager dans la structure [38]. C'est l'analogie entre la propagation d'une onde électromagnétique dans ces milieux et la propagation des électrons dans un cristal atomique qui a mené à l'appellation de ces bandes de fréquences, bandes interdites photoniques (BIPs) [39].

### 1.2.1 Différents types de cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulé de façon périodique dans une, deux ou trois directions avec une période de l'ordre des longueurs d'onde des photons optiques **Figure 1.1** [40]. Ces structures peuvent être obtenues par arrangement périodique de deux matériaux différents. Leur forme la plus simple est une structure périodique à une dimension composée d'un empilement de couches également appelé «miroir de Bragg». Les cristaux photoniques ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour une gamme de fréquences appelée la bande interdite photonique (BIP). Cette particularité optique intervient lorsque la longueur de maille du cristal est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu. Ce

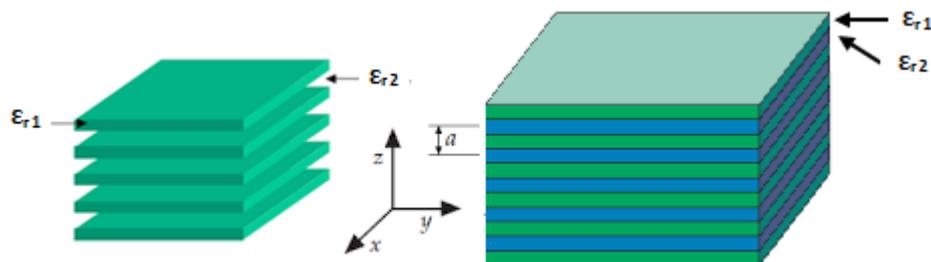
phénomène est dans une certaine mesure analogue à celui de l'ouverture de bandes interdites électroniques dans des cristaux atomiques de matériaux semi-conducteurs [40].



**Figure 1.1** Représentation schématique de cristaux photoniques.

### 1.2.1.1 Cristaux photoniques à une dimension

Les structures à une dimension (1D) sont constituées de couches empilées les unes sur les autres suivant à une alternance périodique de deux matériaux **Figure 1.2**. Dans le domaine optique, les structures 1D sont constituées de multicouches diélectriques. Lord Rayleigh en 1887 a été le premier à étudier théoriquement la propagation de la lumière dans les structures périodiques 1D. Ce type de structure peut être ramené à un agencement constitué de couches diélectriques périodiques ayant des indices de réfraction différents. Il s'agit typiquement d'un agencement de couches alternées de haut et bas indices de réfraction avec un contraste suffisant. Il émit ainsi l'hypothèse que l'effet de bande interdite dans ces systèmes permettrait d'obtenir des miroirs à forts coefficients de réflexion, les miroirs dits «de Bragg». Car c'est en 1913 que W.G. Bragg confirma ses travaux en utilisant les rayons X sur un cristal [41]. Il remarqua des pics intenses de réflexions suivant le choix spécifique de l'angle d'incidence et la longueur d'onde des rayons incidents. Ces expériences constituent les premiers travaux de la mise en évidence des bandes interdites.

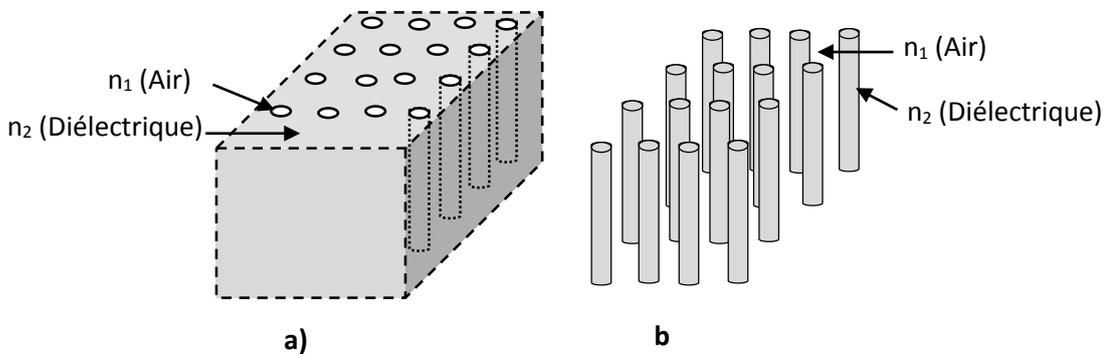


**Figure 1.2** Structure périodique à une dimension (1D-PCs) miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches permittivités  $\epsilon_{r1} < \epsilon_{r2}$ .

### 1.2.1.2 Cristaux photoniques bidimensionnels

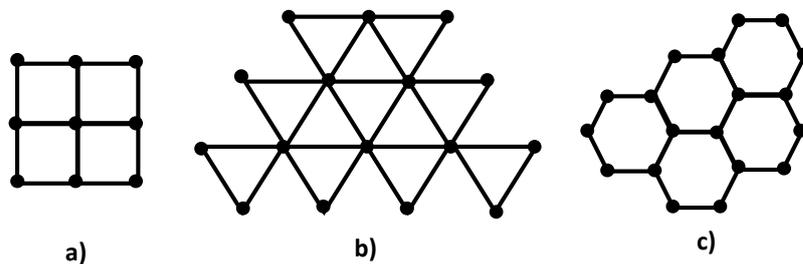
Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les cristaux photoniques bidimensionnels sont généralement composés d'un réseau périodique de piliers diélectriques dans l'air (structure déconnectée) ou de trous d'air percés dans une matrice diélectrique (structure connectée) **Figure 1.3** [42].

Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand.



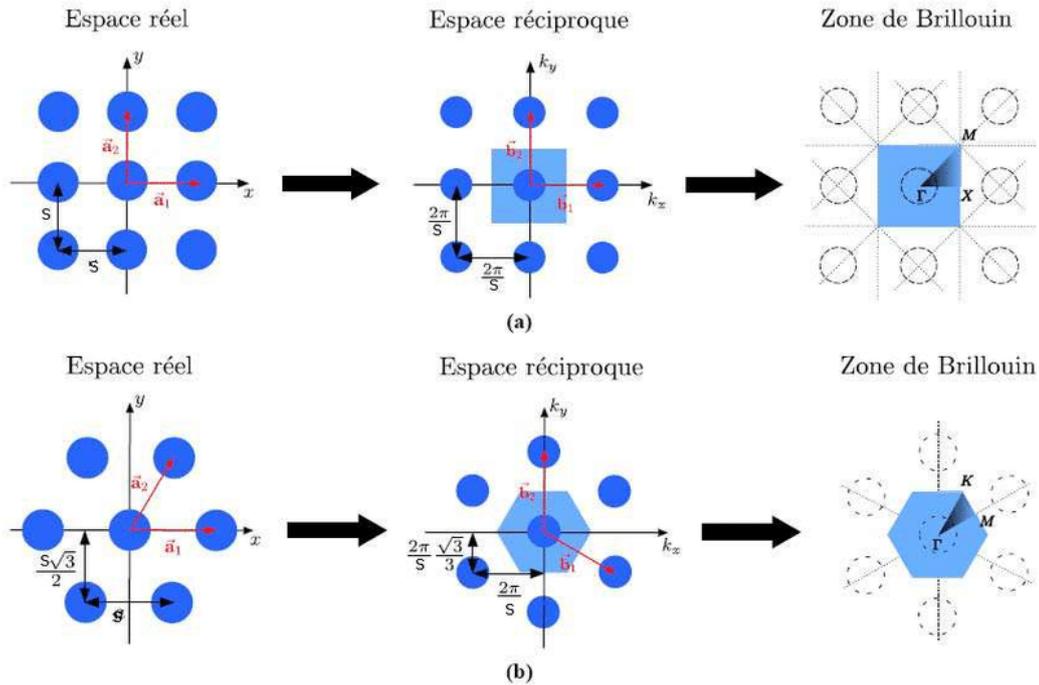
**Figure 1.3** Structure périodique à deux dimension (2D-PCs)  $n_2 > n_1$  ; **a)** connectée **b)** déconnectée.

Il existe plusieurs façons de réaliser des structures bidimensionnelles selon la répartition des trous qui les forment, divisée en trois familles, celle en réseau carré, triangulaire et hexagonale **Figure 1.4** [43-45].



**Figure 1.4** Structure périodique à deux dimensions (2D-PCs) ; **a)** Structure carrée, **b)** Structure triangulaire, **c)** Structure Hexagonale.

Toute structure cristalline est associée deux réseaux: le réseau direct et le réseau réciproque. Les axes dans le réseau réciproque sont les normales aux plans principaux du réseau cristallin.



**Figure 1.5** Passage de l'espace réel vers l'espace réciproque et la zone de Brillouin ; **a)** un réseau carré **b)** un réseau triangulaire.

Si les vecteurs de base du réseau direct sont  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  et  $\vec{c}$  les vecteurs de base du réseau réciproque correspondant  $\vec{A}$ ,  $\vec{B}$  et  $\vec{C}$  sont définis tels que:

On appelle zone de Brillouin irréductible la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque [45].

### 1.2.1.2.1 Caractéristiques des cristaux photoniques bidimensionnels

Un cristal photonique est caractérisé par les matériaux qui le composent (l'indice de réfraction), le système cristallin selon lequel ces matériaux sont organisés (la période) et les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal (le facteur de remplissage). Les quantités représentatives de ces différentes caractéristiques sont [28] :

- **La dimensionnalité :** est déterminée par la périodicité de l'indice de réfraction. La périodicité d'un cristal photonique peut s'étendre à une, deux ou trois dimensions.
- **La symétrie :** La position des éléments d'un cristal photonique détermine la symétrie du réseau.

- **La topologie** : La topologie rend compte de l'architecture et de la compacité du matériau. Un réseau d'une symétrie donnée peut présenter des topologies différentes (cas de briques constitutives interpénétrées, en contact ou isolées).
- **Le paramètre du réseau** : C'est la distance fondamentale entre deux éléments constitutifs. Il détermine la région spectrale où le cristal photonique interagit avec l'onde électromagnétique.
- **Le contraste d'indice de réfraction** : Ce paramètre est défini comme le rapport ( $n_1/n_2$ ) entre les indices de réfraction des éléments et de la matrice. Il offre une idée générale de la force de diffusion des deux matériaux composants du cristal photonique.

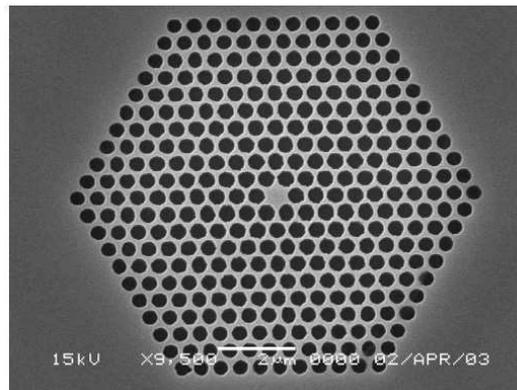
#### 1.2.1.2.2 Type des défauts des cristaux photoniques bidimensionnels

Dans une structure périodique à deux dimensions, il est possible de créer des ruptures sur la périodicité diélectrique selon deux types [28, 46]:

- Les mono défauts où les défauts ponctuels consistent à créer un défaut dans un seul et même endroit.
- Les multi défauts, où les défauts linéaires se répètent dans plusieurs et différents endroits à l'intérieur de la structure. Donc on peut créer des défauts en changeant :
  - ✓ La distance entre motifs élémentaires ;
  - ✓ Les dimensions des motifs élémentaires ;
  - ✓ La valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires ;
  - ✓ Les défauts par vacuité.

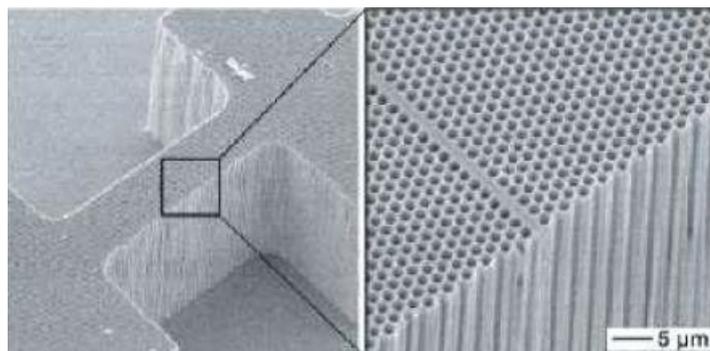
Dans le cas d'un réseau de trous, le défaut peut consister en l'absence d'un ou plusieurs trous. Il existe principalement deux types de défauts, les défauts ponctuels (cavités) et les défauts linéaires (guide d'ondes).

- **Défauts ponctuels** : Le défaut peut être créé en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau. Pour les cristaux photoniques composés de tiges diélectriques, on peut enlever une tige comme on peut modifier sa permittivité ou sa géométrie **Figure 1.6**.



**Figure 1.6** Exemple de cavité dans un cristal photonique hexagonal de trous d'air (Défauts ponctuels) [47].

- **Défauts linéaires** : En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou plusieurs rangées de motifs élémentaires), il est possible de guider la lumière selon une direction choisie. La lumière va se propager le long de ce guide avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal **Figure 1.7**.

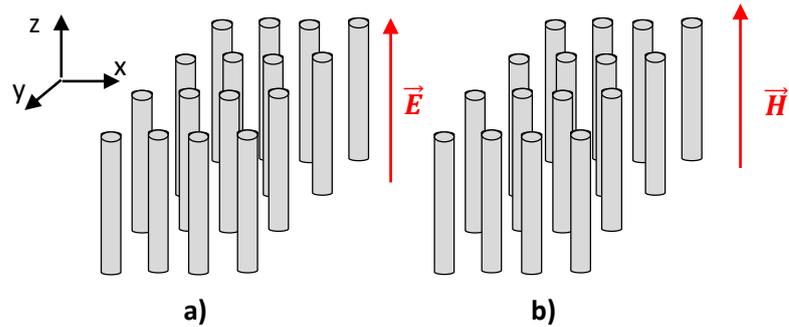


**Figure 1.7** Exemple d'un Cristal photonique bidimensionnel dans du silicium macroporeux avec un défaut unidimensionnel [48].

### 1.2.1.2.3 Les modes de propagation dans une structure bidimensionnelle

La réalisation de la périodicité dans toutes les directions de l'espace permet de réfléchir une onde lumineuse quel que soit son angle d'incidence ou sa polarisation. Dans le cas particulier d'une structure bidimensionnelle, la résolution des équations de Maxwell renvoie deux modes de polarisation [49]:

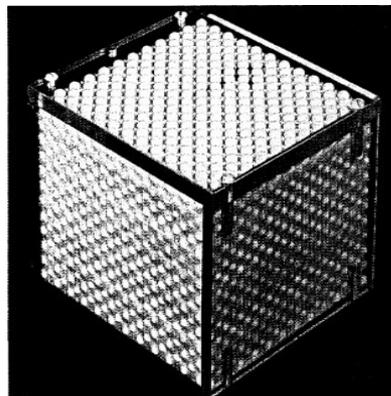
- La polarisation TE pour laquelle le champ E est perpendiculaire au plan d'incidence.
- La polarisation TM pour laquelle le champ H est perpendiculaire au plan d'incidence.



**Figure 1.8** Structure bidimensionnelle ; a) Polarisation TM b) Polarisation TE.

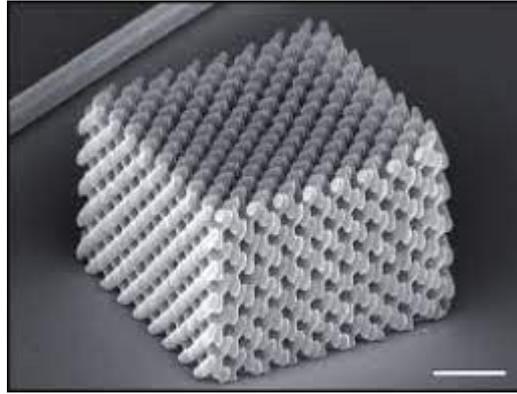
### 1.2.1.3 Cristaux photoniques tridimensionnels

Suscitent encore beaucoup d'intérêts. Ce sont des structures tridimensionnelles périodiques suivant les trois directions de l'espace. Il existe un grand nombre de structures possibles. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par S.Y. Lin et al. Il était formé de sphères de silicium arrangées selon une structure diamant [49]. En 1993, E. Yablonovitch [50] fabriquait un cristal photonique (3D-PCs) en perceant chaque trou dans un bloc de plexiglas selon trois angles azimutaux séparés de  $120^\circ$ .



**Figure 1.9** Photographie d'un cristal tridimensionnel constitué de sphères d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  d'indice de réfraction 3,06 d'après E. Yablonovitch 1993 [50].

Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur "la Yablonovite". Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois. Auguste Bravais a établi un classement de différentes familles de cristaux. Il a montré que les cristaux peuvent se répartir en sept types de mailles (7 systèmes cristallins) et 14 types de réseaux (réseaux de Bravais).

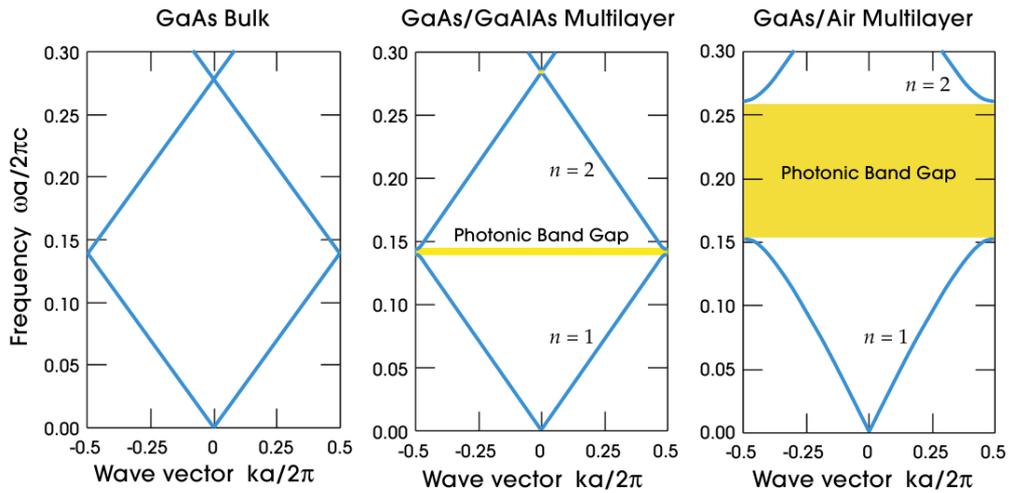


**Figure 1.10** Image 3D de MEB d'un cristal photonique de pores inclinés réalisés dans une résine photosensible par lithographie multiphotons [51].

En réalité, peu de structures 3D possèdent une bande interdite complète. K.M. Ho et al [52] ont été les premiers à montrer théoriquement la présence d'une bande interdite complète dans une structure à symétrie cubique à face centrée (CFC) ou communément appelée structure diamant.

### 1.2.2 Bande interdite photonique

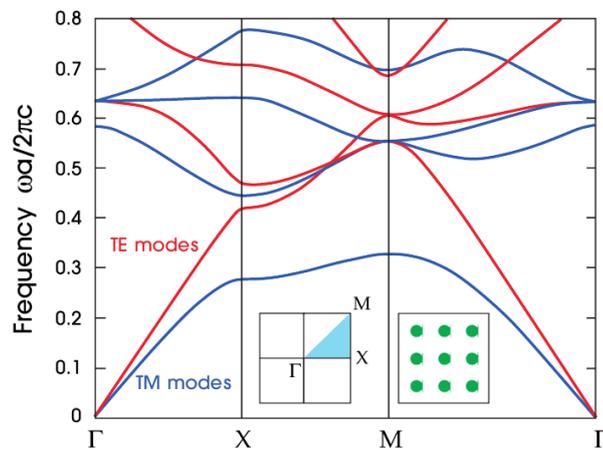
La relation reliant la pulsation  $\omega$  de l'électron à son vecteur d'onde  $\vec{k}$  est appelée la relation de dispersion dont la représentation est la courbe de dispersion. Il peut exister certaines gammes de pulsation où  $k$  prend des valeurs complexes ou imaginaires. Ces bandes de fréquence portent le nom de bandes interdites. Lorsqu'elles existent quelle que soit la direction de propagation, on parle alors de bandes interdites omnidirectionnelles. Dans le cas des champs vectoriels, cette bande est dite complète si en plus elle existe quelle que soit la polarisation. La représentation graphique de l'ensemble des courbes de dispersion pour les valeurs du vecteur d'onde appartenant à la première zone de Brillouin est appelée le diagramme de dispersion, ou diagramme de bande. Généralement, on se limite à l'intervalle des vecteurs d'ondes de la première zone de Brillouin : le «diagramme de bande restreint. Les courbes de dispersion de cristal 1D de deux couches successives d'un matériau d'indice haut  $n_h$  et d'un autre d'indice bas  $n_b$  (la période est notée  $a$ ) présentent l'évolution de la pulsation réduite en fonction du vecteur d'onde variant  $k \in [-\pi/a, \pi/a]$  afin de décrire la première zone de Brillouin [49].



**Figure 1.11** La bande interdite photonique pour une structure périodique 1D [11].

Le cristal photonique est caractérisé par son diagramme de dispersion. La définition du diagramme de bandes ou des surfaces de dispersion consistera à reporter les courbes de dispersion  $k$  représentant la variation de la fréquence des modes en fonction du module du vecteur  $k$  le long des directions de haute symétrie :  $\Gamma M$ ,  $\Gamma K$  et  $KM$ . Pour le réseau périodique. Donc, pour avoir la structure de bandes photoniques, il faut balayer la zone de Brouillon irréductible.

Un exemple de diagramme de bandes, calculé pour un cristal de réseau triangulaire de trous d'air percés dans le silicium ( $\epsilon=12$ ) et pour un rapport  $r/a=0.45$  avec  $r$  le rayon des trous et  $a$  la période du réseau, le diagramme de bande est représenté sur la **Figure 1.12**, les polarisations se distinguent par des traits différents.



**Figure 1.12** Diagramme de bande d'un cristal photonique 2D [11].

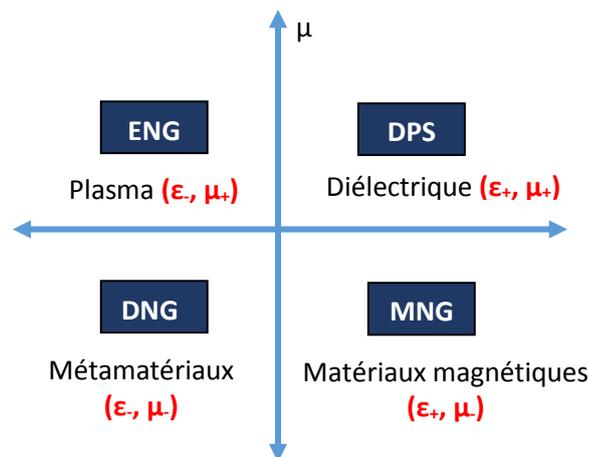
L'un des principaux résultats de concerne la différence de comportement entre les polarisations TM (Transverse magnétique : le champ E est parallèle aux tiges) et TE (Transverse électrique : le champ E est perpendiculaire aux tiges). Une large bande interdite photonique est visible apparait pour la polarisation TE et une bande plus réduite pour la polarisation TM [49].

### 1.3. MATÉRIAUX DE BASE

De point de vue macroscopique, les matériaux peuvent être divisés en : matériaux linéaires et non linéaires, matériaux isotropes et anisotropes et matériaux homogènes et hétérogènes (composites et multicouches). En fonction de leurs applications, les matériaux peuvent aussi être classifiés en deux grandes catégories: conducteurs, semi-conducteurs, diélectriques et magnétiques [53].

Une autre classification basée sur le signe des propriétés électromagnétiques des matériaux (permittivité  $\epsilon$  et la perméabilité  $\mu$ ), par conséquent sur les valeurs de l'indice de réfraction  $n$

**Figure 1.13.**



**Figure 1.13** Classification des matériaux selon les propriétés électromagnétiques  $\epsilon$  et  $\mu$ .

$$n = \sqrt{\epsilon \cdot \mu} \quad (1.1)$$

- Si  $\epsilon > 0$  et  $\mu > 0$ , ces matériaux conventionnels connu sous le nom de matériaux doublement positifs (DPS) ou matériaux main droite (RHM), par exemple les diélectriques.
- Si  $\epsilon < 0$  et  $\mu > 0$ , les matériaux inclus dans cette catégorie sont connus sous le nom de Matériaux à permittivité négative (ENG). J.Pendry, proposa de réaliser un plasma artificiel en diluant le milieu métallique afin d'abaisser sa fréquence plasma et de satisfaire les conditions d'obtention d'une permittivité négative en dessous de l'ordinaire.

- Si  $\epsilon > 0$  et  $\mu < 0$ , Les matériaux dans cette catégorie sont définis par le nom de matériaux à perméabilité négative (MNG) réalisée par des matériaux ordinaires métallo-diélectrique n'ayant pas forcément une activité magnétique tels que les ferromagnétiques.
- Si  $\epsilon < 0$  et  $\mu < 0$ , Les matériaux inclus dans ce cadre sont connus sous le nom de matériaux doublement négatifs (DNG) ou matériaux main gauche (LHM), ces matériaux n'existent pas dans la nature réalisée par des métamatériaux.

### 1.3.1 Diélectriques

Un matériau est dit diélectrique ou matériau non métallique, s'il ne contient pas de charges électriques susceptibles de se déplacer. Il ne peut donc pas conduire le courant électrique et il est électriquement neutre. En revanche, les charges électriques à l'intérieur du milieu peuvent se déplacer sous forme de mouvements de faible amplitude et former un dipôle électrostatique sous l'effet d'un champ électrique extérieur. Le matériau est alors capable d'emmagasiner de l'énergie électrostatique. Les milieux diélectriques par exemple, air, le verre (utilisé pour faire des isolateurs de lignes haute tension), quartz, l'alumine, le polypropylène (utilisé en particulier dans les condensateurs) et des céramiques [54, 55].

#### 1.3.1.1 Caractéristiques des matériaux diélectriques

##### 1.3.1.1.1 Polarisation diélectrique

La polarisation est un phénomène physique résultant de l'application d'un champ électrique sur des charges électriques liées. Elle correspond à des modifications dans l'organisation des charges électriques notamment par le déplacement des charges et la réorientation des dipôles électriques. On peut distinguer différents types de polarisation diélectrique [56] :

- **Polarisation électronique** : Cette polarisation est due au déplacement du nuage d'électrons par rapport au noyau positif, sous l'action d'un champ électrique. Elle est présente dans tous les diélectriques, elle a lieu dans un atome neutre et lui confère un moment dipolaire **Figure 1.14**. Les électrons ont des masses très petites, ils suivent donc les oscillations du champ électrique dont le temps d'établissement est très court jusqu'à  $10^{-15}$ s [57, 58].
- **Polarisation ionique ou atomique** : Ce processus de polarisation est lié au déplacement relatif des ions par rapport à leurs positions d'équilibre au sein de la molécule. Sous l'effet d'un champ électrique, le cristal ionique est soumis à des forces coulombiennes qui s'exercent sur les ions de signes opposés, de sorte que les ions tendent à s'écarter les uns

des autres. Ainsi, la distance inter-ionique change et un dipôle induit apparaît **Figure 1.14**. La polarisation ionique s'établit en environ  $10^{-13}$ s donc plus lentement que la polarisation électronique [57, 58].

- **Polarisation dipolaire ou d'orientation** : En absence du champ électrique, les moments dipolaires permanents d'une molécule ou un groupement d'atomes ne présentent pas d'orientation particulière, du fait de l'agitation thermique **Figure 1.14**. Lorsqu'un champ électrique est appliqué au diélectrique, les dipôles ont tendance à s'orienter dans la direction du champ appliqué, donnant naissance à une polarisation appelée polarisation dipolaire. Quand la fréquence du champ électrique augmente, les dipôles ne peuvent plus suivre les variations du champ électrique, ce qui donne naissance au phénomène de relaxation. Celui-ci correspond à une augmentation de la partie imaginaire de la permittivité électrique, traduisant des pertes plus importantes, ce phénomène a été expliqué par DEBYE. La durée d'établissement de la polarisation environ  $10^{-9}$  à  $10^{-3}$ s. [54, 57, 58].

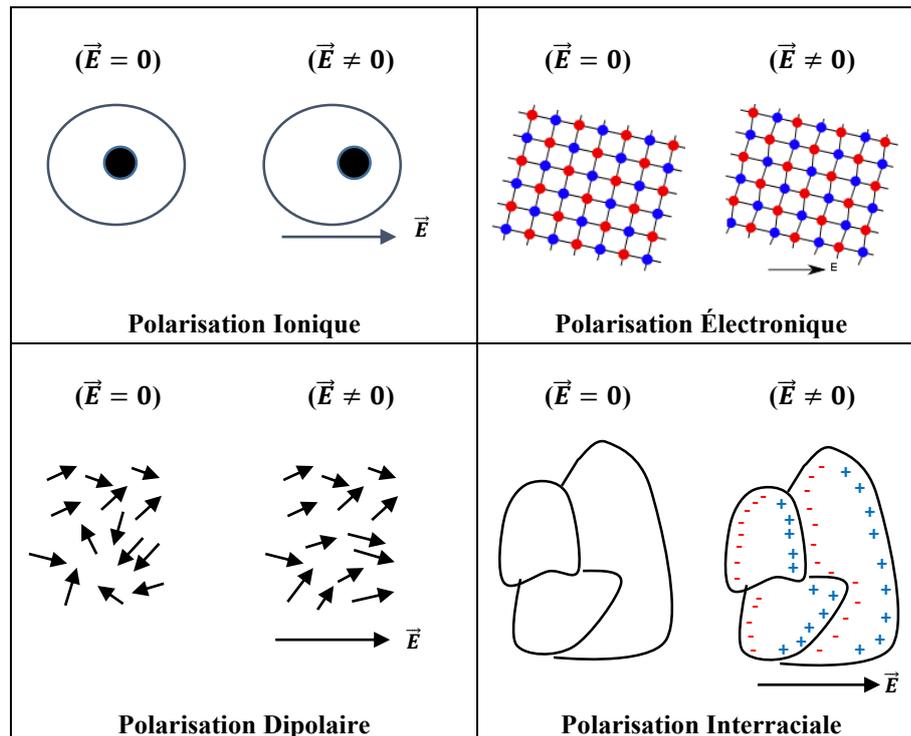


Figure 1.14 Les différents types de polarisation.

- **Polarisation interracciale (Maxwell-Wagner)** : Ce type de polarisation n'intervient que dans les diélectriques hétérogènes (non homogènes). Lorsqu'on applique un champ électrique, une accumulation de ces charges peut se produire aux interfaces des deux

différents matériaux constituant la structure. Chaque grain de matériau devient alors un dipôle où les charges s'accumulent sur les parois opposées, ce type de polarisation s'établit en environ  $10^{-5}$  à  $10^{+3}$ s [57, 58].

De manière générale, la polarisation totale  $P$  d'un matériau résulte de la contribution de ces différents mécanismes.

### 1.3.1.1.2 Susceptibilité électrique

La susceptibilité électrique est une grandeur caractérisant la polarisation créée par un champ électrique. Ce phénomène se produit par l'intermédiaire d'un milieu matériel (matériau diélectrique), et dans de nombreux cas, l'intensité du champ électrique utilisé est suffisamment faible pour que la polarisation vérifie la relation suivante :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \cdot \chi \cdot \vec{E} \quad (1.2)$$

Où  $\varepsilon_0$  est la constante diélectrique, et où la susceptibilité électrique  $\chi$  est un nombre complexe sans dimension.

Ce cas est dit linéaire car il s'agit d'une relation de proportionnalité. Il permet d'interpréter le phénomène de réfraction : en effet, la susceptibilité est reliée, d'après les équations de Maxwell, à l'indice de réfraction  $n$  par la relation :

$$n = \sqrt{1 + \text{Re}(\chi)} \quad (1.3)$$

Où  $\text{Re}(\chi)$  désigne la partie réelle de la susceptibilité électrique.

### 1.3.1.1.3 Permittivité relative

La permittivité est donc une propriété physique qui décrit la réponse d'un matériau diélectrique donné sous l'action d'un champ électrique. Elle peut être exprimée par une quantité adimensionnelle : la permittivité relative  $\varepsilon_r$  normalisée par rapport à la permittivité du vide  $\varepsilon_0$ .

Un diélectrique est caractérisé par sa permittivité  $\varepsilon_r$  représentant la réponse du matériau diélectrique à une excitation par un champ électrique. Elle s'exprime par la relation suivante:

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 \quad (1.4)$$

$\varepsilon_r$  est toujours supérieur à 1' unité ( $\geq 1$ ).

Dans un champ électrique alternatif, la polarisation ne suit pas le champ d'une façon instantanée et le retard se traduit par une perte d'énergie. Ainsi, la permittivité relative est alors remplacée par une grandeur complexe appelée «la permittivité relative complexe».

$$\vec{D} = \varepsilon_r^* \cdot \vec{E} \quad (1.5)$$

$\vec{D}$  : est le vecteur d'induction électrique.

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \quad (1.6)$$

Avec

$\varepsilon_r'$  : la partie réelle de la permittivité ou la constante diélectrique.

$\varepsilon_r''$  : la partie imaginaire de la permittivité ou le facteur de perte.

Dans la littérature, les propriétés diélectriques des matériaux sont souvent représentées par la constante diélectrique  $\varepsilon_r'$ , et la tangente de l'angle de pertes ( $\tan(\delta)$ ) qui est égale au quotient :

$$\tan(\delta) = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} \quad (1.7)$$

Par conséquent, l'absorption de l'énergie électromagnétique sous la forme d'une polarisation à l'intérieur du matériau est exprimée quantitativement par la constante diélectrique  $\varepsilon_r'$  et la dissipation d'une partie de l'énergie (perte d'énergie) sous forme de chaleur est donné par le facteur de perte diélectrique  $\varepsilon_r''$ .

#### 1.3.1.1.4 Facteurs influençant les propriétés diélectriques

Les propriétés diélectriques de la plupart des matériaux varient en fonction de différents facteurs ; parmi ces facteurs :

- **Effet de la fréquence** : À des fréquences très basses et des fréquences très élevées (fréquences optiques), la constante diélectrique  $\varepsilon_r'$  a des valeurs constantes, et les pertes sont très faibles. Aux fréquences intermédiaires, la constante diélectrique est soumise à une dispersion, et des pertes diélectriques  $\varepsilon_r''$  se produisent avec un pic à la fréquence de relaxation.
- **Effet de temps de relaxation** : Le changement d'orientation des molécules polaires ne s'effectue pas immédiatement mais avec un certain retard par rapport aux changements du champ électrique externe, le temps de changement de direction appelé temps de

relaxation  $\tau$ . Aux fréquences inférieures à la relaxation, le temps est assez long et les pertes n'apparaissent pas. De même si les fréquences sont très élevées, aucune énergie n'est alors perdue dans le milieu.

- **Effet de la température** : Lorsque la température augmente, le temps de relaxation diminue et le pic du facteur de perte se déplace vers les hautes fréquences. Par ailleurs, non seulement les propriétés diélectriques sont affectées par la température, mais aussi la conductivité électrique  $\sigma$ , le taux d'humidité, etc.
- **Influence de l'humidité** : La polarisation du matériau diélectrique augmente par l'absorption de l'eau, ce qui affecte forcément la permittivité et le facteur de dissipation.

### 1.3.1.2 Propagation dans les milieux diélectriques

Les milieux diélectriques sont des milieux isolants. Leur conductivité est extrêmement faible, de l'ordre de  $10^{-20}$  à  $10^{-12}$   $\text{Sm}^{-1}$ , celle d'un conducteur métallique étant de l'ordre de  $10^7$   $\text{Sm}^{-1}$ , à température ambiante. Dans un matériau exposé à un rayonnement électromagnétique, les répartitions des champs électriques et magnétiques sont en fonction des propriétés électriques associées à la permittivité et des propriétés magnétiques associées à la perméabilité. Les relations qui lient les champs et les propriétés sont exprimées par les équations de Maxwell. Lorsque l'on considère un milieu linéaire, homogène, isotrope et sans perte, ces équations ont la forme suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad \text{Équation Maxwell-Gauss} \quad (1.8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad \text{Équation Maxwell-Thomson} \quad (1.9)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{Équation Maxwell-Faraday} \quad (1.10)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{Équation Maxwell-Ampère} \quad (1.11)$$

Où  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  désignent respectivement les champs électriques et magnétiques.

Avec : H en Tesla et E en V/m.

$\mu$  : La perméabilité magnétique absolue du milieu exprimée en  $\text{H.m}^{-1}$ , tel que  $\mu = \mu_0 \mu_r$ .

$\mu_r$  : La perméabilité magnétique relative et  $\varepsilon_r$  : Permittivité relative

$\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$  F/m et  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  H/m.

À partir des équations de Maxwell, on peut établir l'équation de propagation de l'onde correspondant au champ électrique dans un milieu homogène.

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (1.12)$$

$$\Delta \vec{H} - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (1.13)$$

Où  $\vec{r}$  : Variables d'espace et de temps.

$\vec{E}(\vec{r}, t)$  : Champ électrique (en V/m).

$\vec{H}(\vec{r}, t)$  : Champ magnétique (en A/m).

La propagation des champs électriques et magnétiques dans la structure, se fait en régime sinusoïdal. Il est possible de chercher des solutions de type harmonique, on peut écrire les champs électromagnétiques sous la forme suivante :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j\omega t} e^{-j\vec{k}\vec{r}} \quad (1.14)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{j\omega t} e^{-j\vec{k}\vec{r}} \quad (1.15)$$

Avec  $\omega$ : Pulsation de mouvement des champs électriques et magnétiques.

Alors les équations de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique s'écrit, après simplification, de la manière suivante :

Pour le champ électrique :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\vec{r}, t) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.16)$$

Pour le champ magnétique :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H}(\vec{r}, t) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.17)$$

La solution de l'équation de propagation est sous la forme :

$$E(\vec{r}) = E_{0+} e^{-jkr} + E_{0-} e^{jkr} \quad (1.18)$$

D'où  $E_{0+}$  et  $E_{0-}$  sont les amplitudes des ondes incidentes et réfléchies.

$k$  : est le vecteur d'onde.

$r$  : la direction de propagation.

La relation entre le champ électrique et le champ magnétique est donnée par :

$$\frac{E}{H} = \frac{\mu\omega}{k} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \eta \quad (1.19)$$

$$H(r) = \frac{1}{\eta} E(r) = \frac{1}{\eta} [E_+(r) + E_-(r)] \quad (1.20)$$

$$H(r) = \frac{1}{\eta} [E_{0+}e^{-jkr} + E_{0-}e^{jkr}] \quad (1.21)$$

Où la vitesse de propagation de l'onde est :

$$\vartheta = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\mu_r\varepsilon_0\varepsilon_r}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\sqrt{\mu_r\varepsilon_r}} = \frac{c}{n} \quad (1.22)$$

Dans les milieux réels  $n$  est constant pour les grandes longueurs d'onde, tandis que pour les hautes fréquences, il faut faire intervenir le phénomène de dispersion qui entraîne une dépendance de  $n$  avec la fréquence. Dans la plupart des diélectriques  $\mu_r = 1$ , d'où  $n = \sqrt{\varepsilon_r}$ .

On peut également montrer que l'impédance caractéristique d'un tel milieu peut s'écrire :  $Z = Z_0/n$  où  $Z_0$  est l'impédance caractéristique du vide.

### 1.3.1.3 Applications des matériaux diélectriques

Les matériaux diélectriques occupent une place très importante dans le domaine électronique et optoélectronique. Ils sont largement utilisés dans la conception de nouveaux types d'antennes par exemple des réflecteurs paraboliques diélectriques à BIP et les antenne planaire à BIP rayonnant s'agit d'un système fonctionnant sur le mode de défaut d'un réseau périodique diélectrique qui, positionné sur un plan métallique permet d'augmenter considérablement la directivité des antennes imprimées. [59, 60]

Cependant, pour certaines applications, on cherche souvent à utiliser des matériaux diélectriques, ayant des valeurs de constante diélectrique élevées, qui sont capables d'emmagasiner le maximum d'énergie électrique dans le volume le plus faible possible tout en dissipant une énergie minimale sous forme de chaleur.

Dans ce cas, les diélectriques, en particulier avec de faibles pertes dans la région des GHz, sont de bons candidats pour répondre aux exigences de l'industrie de télécommunication et électronique (par exemple, les condensateurs électriques) [61]. Le **Tableau 1.1** montre quelques exemples de constantes diélectriques pour des isolants courants données à une température et fréquence constantes.

**Tableau 1.1** Les valeurs des constantes diélectriques de quelques matériaux.

Matériaux isolants	Constante diélectrique (20°C et 1KHz) [62]	Matériaux Isolants	Constante diélectrique (25°C et 1MHz) [63]
Vide	1 (par convention)	Polyéthylène	2,25
Air	1,00059	Polystyrène	2,4
Téflon	2,1	Bois	3
Polyéthylène	2,25	Époxy	3,5-4
Polystyrène	2,4	P.V.C	3,2-3,6
Papier	3,5	Quartz fondu	3,8
Céramique	15 à 400	Eau	80

### 1.3.2 Métamatériaux

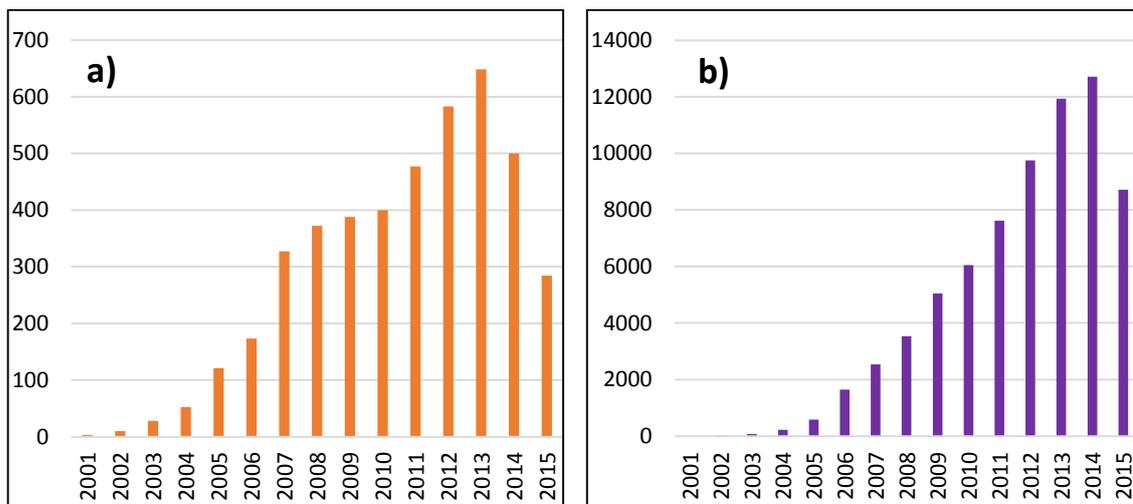
Le marché des métamatériaux était évalué à 305 millions USD en 2021 et devrait atteindre 1 457 millions USD d'ici 2026. La variété des fonctionnalités de conception, l'application de revêtement anti-laser et les développements en matière de radar pour les véhicules autonomes. L'utilisation de métamatériaux dans les systèmes d'énergie solaire, les radars à base de métamatériaux pour les drones et les progrès de la 5G sont les facteurs clés de la croissance du marché des métamatériaux [64-66].

Les métamatériaux sont des matériaux qui ont des propriétés électromagnétiques qu'on ne retrouve pas dans les matériaux naturels. Les métamatériaux sont des matériaux artificiels, souvent des structures périodiques de période très faible devant la longueur d'onde. Le terme «méta» vient du grec et est traduit par «au-delà» en français, comme métaphysique ou métalogue. Donc les métamatériaux sont des matériaux ayant des propriétés «au-delà» de ce l'on peut espérer observer dans des matériaux naturels. Plus précisément, en électromagnétisme et en optique, les métamatériaux présentent des propriétés nouvelles susceptibles d'exciter l'imagination des chercheurs et des ingénieurs (l'indice de réfraction négatif, l'effet doppler inverse.....).

Les métamatériaux sont devenus, depuis les années 2000 et en moins d'une décennie **Figure 1.15**, l'une des technologies émergentes les plus prolifiques, car ils touchent à des domaines

très différents comme l'électronique, l'optique, le magnétisme, la mécanique, l'acoustique, la science des matériaux en général [67].

Les matériaux à indice de réfraction négatif n'existent pas dans la nature. La combinaison d'un milieu à permittivité négative et d'un milieu à perméabilité négative donne lieu à un milieu à indice  $n$  négatif et permet d'exploiter les propriétés prédites par Veselago en 1967 [68]. Lorsque l'onde arrivant d'un milieu d'indice positif traverse un matériau d'indice négatif, le trièdre formé par le champ électrique, le champ magnétique et le vecteur d'onde est un trièdre inversé.



**Figure 1.15 a)** Évolution de l'occurrence du mot «Metamaterials» dans les publications scientifiques depuis l'an 2000 et **b)** Nombre de citations de ces articles sur la même période [69].

L'indice négatif des métamatériaux implique que la vitesse de phase de l'onde est négative (la vitesse de groupe et la vitesse de phase ont donc des directions opposées), ce qui entraîne l'inversion du vecteur d'onde. Par contre le vecteur de Poynting forme toujours un trièdre direct avec le vecteur du champ électrique et le vecteur champ magnétique : le sens de circulation de l'énergie n'est pas inversé.

Pour concevoir les milieux imaginés par Veselago, il fallait en fait deux choses : avoir un réseau permettant une permittivité négative, un autre permettant une perméabilité négative, et, en espérant que les propriétés s'additionnent, combiner les deux pour avoir un milieu d'indice de réfraction négatif.

### 1.3.2.1 Caractéristiques des métamatériaux

#### 1.3.2.1.1 Milieu à permittivité négative

La dépendance fréquentielle de la permittivité des métaux suit le modèle de Drude :

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + j\omega_c)} \quad (1.23)$$

Avec  $\omega_{pe}$  la fréquence plasma électrique donnée par l'équation (1.24),  $\omega_c$  est la fréquence de collision donnée par l'équation (1.25).

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n \cdot e^2}{\varepsilon_0 \cdot m_e}} \quad (1.24)$$

$$\omega_c = \frac{1}{\tau} \quad (1.25)$$

Avec  $n$  la densité d'électrons,  $e$  la charge élémentaire,  $m_e$  la masse,  $\tau$  le temps de collision.

Si on considère le cas idéal dans l'équation (1.23), c'est-à-dire une partie imaginaire nulle, on déduit que les métaux présentent naturellement une permittivité négative en dessous de leur fréquence plasma électrique.

Cependant, cette fréquence plasma se situe en général dans la gamme visible ou le proche ultra-violet, aux fréquences micro-ondes, il n'y a plus que la partie imaginaire de la permittivité qui domine. Pour avoir une permittivité négative dans le domaine des micro-ondes, J. Pendry a proposé d'abaisser la fréquence plasma électrique [70, 71]. La solution est donc de «diluer» le métal dans un milieu hôte (tel que l'air) afin d'obtenir un ordre de grandeur «raisonnable» pour la permittivité.

L'effet combiné de la dilution du milieu et de l'augmentation de la masse effective permet donc de diminuer la fréquence plasma électrique. Cette astuce a permis de créer un milieu présentant une permittivité négative exploitable dans le domaine des micro-ondes.

### 1.3.2.1.2 Milieu à perméabilité négative

Le magnétisme artificiel consiste à créer un comportement magnétique sans utiliser de matériaux magnétiques mais juste des conducteurs métalliques classiques. Pendry a proposé en 1999 un circuit appelé résonateur à anneau fondu (SRR) [72]. Il s'agit de deux cercles métalliques ouverts imbriqués. Ils sont excités par un champ électromagnétique dont le champ magnétique est dirigé selon l'axe des cercles **Figure 1.16**.

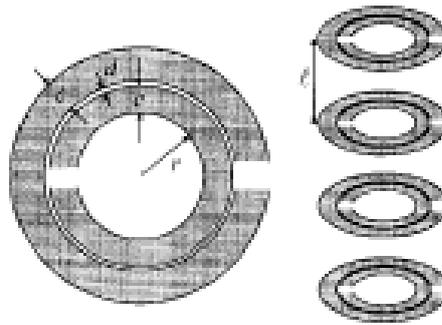
La dépendance fréquentielle de la perméabilité suit un modèle de Lorentz donné par l'équation (1.26).

$$\mu_{eff}(\omega) = \frac{\omega_{pm}^2 - \omega_m^2}{\omega(\omega + j\gamma) - \omega_m^2} \quad (1.26)$$

Avec  $\omega_m$  la fréquence de résonance magnétique,  $\omega_{pm}$  la fréquence plasma magnétique,  $\gamma$  les pertes métallique du SRR. Ces fréquences peuvent s'écrire en fonction des paramètres géométriques des SRR à l'aide des équations :

$$\omega_m = \sqrt{\frac{3 \cdot l \cdot c_0^2}{\pi \cdot \ln\left(\frac{2c}{a^2}\right) r^3}} \quad (1.27)$$

$$\omega_{pm} = \frac{\omega_m}{\sqrt{1 - \left(\frac{\pi r^2}{a^2}\right)}} \quad (1.28)$$



**Figure 1.16** SRR proposés par Pendry pour avoir un milieu à perméabilité négative [72].

Si les pertes métalliques sont suffisamment faibles, le SRR donne une valeur de perméabilité négative dans la bande de fréquences comprises entre  $\omega_m$  et  $\omega_{pm}$ .

### 1.3.2.1.3 Milieu doublement négatif

La première démonstration expérimentale d'un milieu composite doublement négatif a été présentée par D. Smith en 2000 [73-75]. En s'inspirant des travaux de J. Pendry, il a superposé un réseau de fils et un réseau de SRR **Figure 1.17**. Il a observé ainsi une transmission à travers ce milieu dans la bande de fréquence dans laquelle la permittivité et la perméabilité sont négatives. Cette expérimentation a démontré pour la première fois la théorie des milieux main gauche introduite par Veselago, qui prévoit une propagation des ondes électromagnétiques à travers un milieu doublement négatif. Ce fut le premier métamatériau réalisé.



**Figure 1.17** La structure proposée par D. Smith qui combine les fils minces et les SRR pour avoir un milieu doublement négatif [73].

### 1.3.2.2 Différent types des métamatériaux

Les trois principales classes de métamatériaux sont les suivantes :

#### 1.3.2.2.1 Métamatériaux électromagnétiques

Métamatériaux électromagnétiques ayant la composition de particules conductrices et de traces dans une matrice diélectrique, ces métamatériaux ont une perméabilité et/ou une permittivité négative, et un indice de réfraction négatif. Kymeta, metamaterial technologies, fractal antenna system, Duke University et imperial university London sont les leaders actuels du type électromagnétique de métamatériaux. Ces métamatériaux sont utilisés dans le domaine des micro-ondes et de l'optique tels que les guides de faisceau, les radômes d'antenne, les modulateurs, les coupleurs hyperfréquences, les lentilles et les filtres passe-bande.

- **Métamatériaux négatifs uniques** : Sont le type de métamatériaux électromagnétiques qui ont une perméabilité négative ou une permittivité négative, mais pas les deux.
- **Métamatériau doublement négatif** : Sont les métamatériaux qui ont à la fois la permittivité et la perméabilité négative avec l'indice de réfraction négatif.

#### 1.3.2.2.2 Métamatériau photonique

C'est un type de métamatériaux électromagnétiques, ces métamatériaux sont conçus pour interagir avec les fréquences optiques, donc ceux-ci sont également connus sous le nom de métamatériaux optiques. Les métamatériaux photoniques ont des indices de réfractifs négatifs et ces métamatériaux sont le domaine de recherche actif dans le domaine de l'optique.

### 1.3.2.2.3 Métamatériaux acoustiques

Les métamatériaux acoustiques sont constitués de deux ou plusieurs matériaux avec un module de masse et une densité de masse différents, ces types de métamatériaux ayant une masse volumique effective et / ou un module de masse négatif. L'Université de Liverpool et l'Université des sciences et technologies de Hong Kong sont actuellement le leader de la recherche sur les métamatériaux acoustiques et ont un grand intérêt pour leurs applications cibles telles que l'amortissement des vibrations, l'anti-sonar, le transfert d'énergie sans fil et la protection sismique. Ce sont les métamatériaux fabriqués artificiellement qui sont conçus pour diriger, manipuler et contrôler les ondes sonores dans les liquides, les solides et les gaz. Et tout type d'ondes sonores peut être contrôlé en contrôlant la densité de masse et le module de volume.

### 1.3.2.2.4 Métamatériaux mécaniques

Sont des métamatériaux composites artificiels constitués de différents types de propriétés mécaniques, ces types de métamatériaux ayant un coefficient de Poisson négatif, un module élastique négatif, des propriétés de frottement et un module de cisaillement nul.

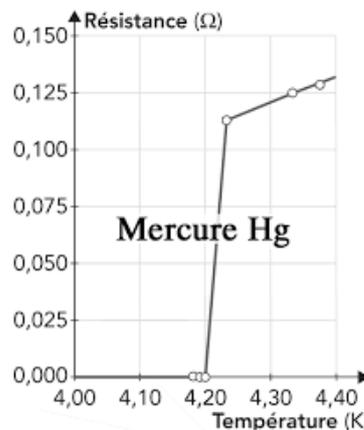
Ceux-ci sont constitués de matériaux avec une structure à pores contrôlés ou une inclusion de matériaux secondaires. Les chercheurs de l'Université Harvard et de l'Université Northwestern ont un grand intérêt pour la nouvelle application de recherche des métamatériaux mécaniques dans le domaine de l'aérospatiale et de la défense.

## 1.3.3. Supraconducteurs

La supraconductivité est un phénomène quantique collectif. C'est une des manifestations possibles, et perceptible à notre échelle, du comportement quantique de la matière. Le phénomène continue de fasciner et trouve aujourd'hui de nombreuses applications dans les domaines de l'optique, de micro-onde, de l'énergie, des instruments de recherche pour l'analyse chimique et structurale (analyse RMN) ou encore des grands accélérateurs pour étudier les particules élémentaires.

Les supraconducteurs sont des matériaux possèdent une résistivité non mesurable ( $<10^{-25}$   $\Omega.m$ ). Les premiers supraconducteurs connus à partir de 1911, suite aux travaux du physicien néerlandais Heike Kamerlingh Onnes, il découvrit que pour certains matériaux la résistance non seulement diminuait avec la température, mais présentait également une baisse soudaine à une certaine température critique  $T_c$ , la résistance électrique du mercure, par

exemple, devient nulle en dessous de 4,2 kelvins (K) **Figure 1.20**. Il appela cet état un état supraconducteur en opposition à un état normal [76]. La recherche évoluant, il a été trouvé que la conductivité parfaite (résistance nulle) n'est pas l'unique caractéristique des supraconducteurs. Meissner et Ochsenfeld remarquèrent en 1933 que le flux magnétique est nul à l'intérieur du supraconducteur, ce qui ne peut pas être complètement expliqué par la conductivité parfaite. Ils vérifièrent alors que le diamagnétisme parfait (expulsion de l'induction magnétique,  $B=0$ ) est une propriété fondamentale des supraconducteurs [77].



**Figure 1.18** Résistivité et température critique dans le mercure.

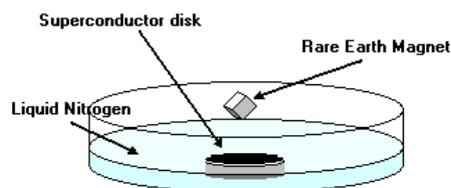
### 1.3.3.1 Caractéristiques générales

#### 1.3.3.1.1 Supraconductivité

La résistance électrique en courant continu de certains matériaux semblait disparaître pour des températures comprises entre 0 Kelvin et une température critique  $T_c$  faible et propre à chaque matériau. Cette caractéristique est l'apanage des supraconducteurs.

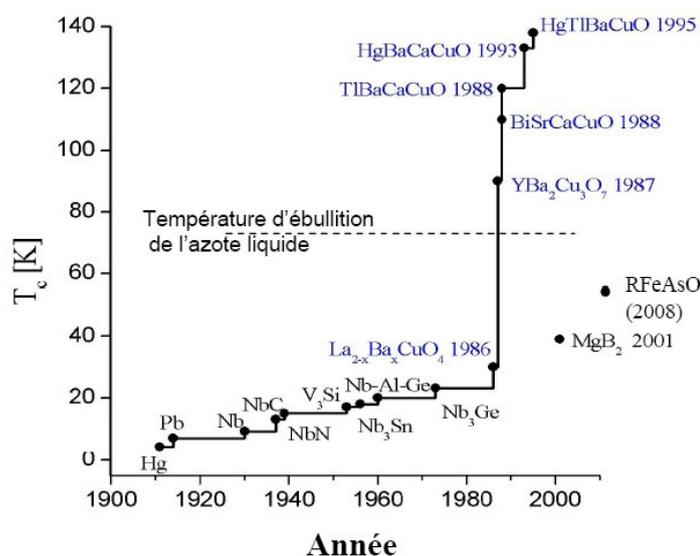
#### 1.3.3.1.2 Effet Meissner

De plus, si un champ magnétique (pas trop important) est appliqué sur un matériau dans l'état supraconducteur en équilibre thermique, des courants vont apparaître à la surface et créer un champ magnétique qui va annuler à l'intérieur du matériau le champ appliqué : ceci est l'effet Meissner [78].


**The Meissner Effect**
**Figure 1.19** Aimant lévitant au-dessus d'un supraconducteur.

### 1.3.3.1.3 Température critique $T_c$

La température critique est très variable en fonction de la nature des matériaux. La température critique est comprise entre 100 K et 130 K pour plusieurs matériaux découverts depuis 1986 [79]. Ces derniers sont appelés supraconducteurs à haute température critique.


**Figure 1.20** Température critique  $T_c$  des supraconducteurs et année de découverte [80]

**Tableau 1.2** Températures critiques de quelques matériaux supraconducteurs [81].

Composés	$T_c$ (K)
Y Ba <sub>2</sub> Cu <sub>4</sub> O <sub>8</sub>	80
Y Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7</sub>	92
Bi <sub>2</sub> Sr <sub>2</sub> CaCu <sub>2</sub> O <sub>8</sub>	92
Bi <sub>2</sub> Sr <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>10</sub>	110
Tl <sub>2</sub> Ba <sub>2</sub> CuO <sub>6</sub>	80
Tl <sub>2</sub> Ba <sub>2</sub> CaCu <sub>2</sub> O <sub>8</sub>	105
Tl <sub>2</sub> Ba <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>10</sub>	125
HgBa <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>8</sub>	135

### 1.3.3.1.4 Profondeur de pénétration

Cette quantité est reliée à l'intensité de l'effet d'expulsion Meissner. Cette expulsion du champ magnétique a lieu parce qu'un faible champ magnétique appliqué à un supraconducteur crée des courants électriques près de la surface de ce dernier qui annulent le champ appliqué dans l'échantillon. L'intensité de ces courants induits diminue exponentiellement avec la profondeur dans le supraconducteur : au-delà de la profondeur de pénétration, les courants deviennent très faibles. Cette profondeur est également la distance minimale sur laquelle le champ magnétique peut varier dans le supraconducteur.

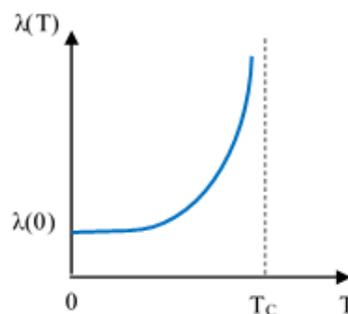
La longueur caractéristique  $\lambda$ , liée à l'affaiblissement du champ magnétique  $B$  sur la surface d'un supraconducteur est connue comme profondeur de pénétration, et elle dépend de la densité des électrons supraconducteurs  $n_{es}$ , leur perméabilité  $\mu_0$  du milieu.

$$\lambda = \sqrt{\frac{B}{\mu_0 n_{es} q_e^2}} \quad (1.29)$$

La densité de nombre des électrons supraconducteurs dépend de la température ainsi que la profondeur de pénétration. Pour  $T=T_c$  tous les électrons libres sont supraconducteurs, mais la densité de nombre diminue de façon constante avec l'augmentation de la température jusqu'à atteindre zéro à la température critique. Selon le modèle de London  $\lambda$  est proportionnelle à  $1/\sqrt{n}$ , donc la profondeur de pénétration augmente pendant que la température approche à la température critique, la **Figure 1.22** montre cette dépendance de la température pour un matériel supraconducteur, qui est bien représenté par l'expression [78]:

$$\lambda_L = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}} \quad (1.30)$$

Où  $\lambda_0$ : est la valeur de la profondeur de pénétration à  $T=0K$ .



**Figure 1.21** Profondeur de pénétration  $\lambda$  en fonction de la température [78].

### 1.3.3.1.5 Permittivité de supraconducteur

La permittivité des matériaux supraconducteurs est :

$$\epsilon_{\text{Supra}} = 1 - \left(\frac{\omega_{\text{th}}}{\omega}\right)^2 \quad (1.31)$$

Où  $\omega_{\text{th}}$  est la fréquence seuil du supraconducteur où elle est donnée par [82-84]:

$$\omega_{\text{th}}^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0 \lambda_L^2} \quad (1.32)$$

### 1.3.3.1.6 Champs et courants critiques

Évidemment tous ces effets ont des limites. Si, par exemple, le champ magnétique appliqué au matériau se trouvant dans son état supraconducteur est trop important, il deviendra énergétiquement plus favorable pour le matériau de revenir dans son état normal plutôt que de créer des courants pour expulser le champ. La valeur du champ au-delà de laquelle survient ce phénomène est appelée le champ critique  $H_c$ . De même, si on applique un courant supérieur au courant critique, la supraconductivité sera détruite (Effet Silsbee). Les valeurs du courant et du champ critique dépendent de la nature et de la géométrie du matériau.

### 1.3.3.1.7 Les paires de Cooper

Dans l'état supraconducteur, les électrons interagissent entre eux par l'intermédiaire de phonons (vibrations du réseau cristallin qui ressemble aux ondes sonores). Le mouvement des atomes du réseau cristallin neutralise la répulsion Coulombienne que les électrons exercent normalement les uns sur les autres et engendre, entre les électrons, une force attractive. Les électrons peuvent s'ordonner en un état plus stable en énergie que l'état normal : ce sont les paires de Cooper.

### 1.3.3.1.8 Théorie BCS

Cette théorie BCS – du nom de ses inventeurs, John Bardeen, Leon Cooper, et Robert Schrieffer – permet d'expliquer la supraconductivité dans les supraconducteurs. D'une façon générale, les paires de Cooper ont une énergie plus faible que les électrons individuels, et il se crée une bande interdite juste au-dessus de l'énergie des paires. L'énergie des paires ne peut donc plus varier, et les interactions de collision qui mènent à la résistivité ordinaire sont supprimées : la résistance du matériau s'annule.

### 1.3.3.1.9 Supraconductivité calorifique

La propriété de l'hélium superfluide de conduire la chaleur sans perte a été attribuée à des mécanismes analogues ; on dit que c'est un supraconducteur thermique.

### 1.3.3.1.10 Supraconductivité topologique

En juin 2019, C. Matthieu et al annoncent avoir découvert une nouvelle forme de supraconductivité, nommée "topologique" [85, 86]. Ce nouveau développement de la théorie pourrait permettre une avancée notable dans les possibilités de stockage de l'information et la puissance de calcul des supports informatiques [86].

### 1.3.3.2. Classification des supraconducteurs

Il existe de nombreux critères selon lesquels les supraconducteurs sont classés. Les plus courants sont:

#### 1.3.3.2.1 Réponse à un champ magnétique

Un supraconducteur peut être de type I, ce qui signifie qu'il a un seul champ critique, au-dessus duquel toute la supraconductivité est perdue et en dessous duquel le champ magnétique est complètement expulsé du supraconducteur; ou Type II, c'est-à-dire qu'il a deux champs critiques, entre lesquels il permet une pénétration partielle du champ magnétique à travers des points isolés [78]. De plus, dans les supraconducteurs à plusieurs composants, il est possible d'avoir une combinaison des deux comportements. Dans ce cas, le supraconducteur est de type 1,5.

#### 1.3.3.2.2 Par théorie de fonctionnement

Les supraconducteurs sont conventionnels, si il peut être expliquée par la théorie BCS ou ses dérivés [87], récemment (2015) des physiciens ont réussi à trouver des supraconducteurs conventionnels dont la température critique est élevée (203K soit -70°C), mais à une pression très importante de l'ordre du million de bars. Non conventionnels, parfois appelés «nouveaux supraconducteurs» désignent des matériaux souvent synthétisés artificiellement en laboratoire qui ne peuvent pas être décrits avec la théorie BCS.

### 1.3.3.2.3 Par température critique

Un supraconducteur est généralement considéré comme à haute température s'il atteint un état supraconducteur au-dessus d'une température de 30K (-243,15°C) [88]; comme dans la découverte initiale de Georg Bednorz et K. Alex Müller [89]. Les supraconducteurs à basse température font référence à des matériaux avec une température critique inférieure à 30K.

Une exception à cette règle est le groupe de supraconducteurs en pnicture de fer qui affichent un comportement et des propriétés typiques des supraconducteurs à haute température, mais certains membres du groupe ont des températures critiques inférieures à 30K.

### 1.3.3.3 Application des supraconducteurs

Les supraconducteurs ont été exposés sous comportement conventionnel non seulement dans le transport du courant électrique mais également dans un certain nombre de propriétés, y compris optique et magnéto-optique réponses [90, 91]. Ainsi, de nombreux chercheurs destinés à démontrer les propriétés supérieures des cristaux photoniques avec des supraconducteurs pour plus d'applications dans l'optique [92]. Il attire plus d'attention ces dernières années en raison de leurs applications potentielles telles que l'imagerie de sous-diffraction, camouflage, confinement, etc.

## 1.3.4 Plasmas

La matière telle qu'on la connaît sur Terre peut exister essentiellement sous trois formes bien familières : l'état solide, l'état liquide et l'état gazeux. Il existe cependant un quatrième état de la matière, appelé plasma, obtenu lorsque la matière est portée par exemple à très haute température. Un plasma est un milieu composé d'atomes ou de molécules partiellement ou complètement ionisés mais qui reste globalement électriquement neutre ; ainsi, un plasma d'hydrogène est composé d'atomes d'hydrogène, de protons (les noyaux d'hydrogène) et d'électrons libres, en proportions différentes selon la nature du plasma (plasma peu ou au contraire complètement ionisé) [93].

### 1.3.4.1 La création d'un plasma

Elle nécessite un apport important d'énergie. Celui-ci peut se faire par chauffage, par bombardement avec un faisceau laser très intense ou encore par décharge électrique dans un gaz soumis à une très forte différence de potentiel (dans des dispositifs connus sous le nom de tubes à décharges).

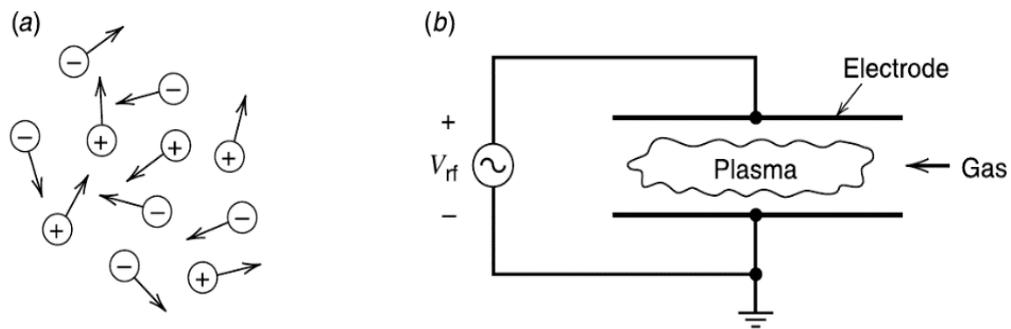


Figure 1.22 Vue schématique a) plasma b) décharge [93].

### 1.3.4.2 Différentes types des plasmas

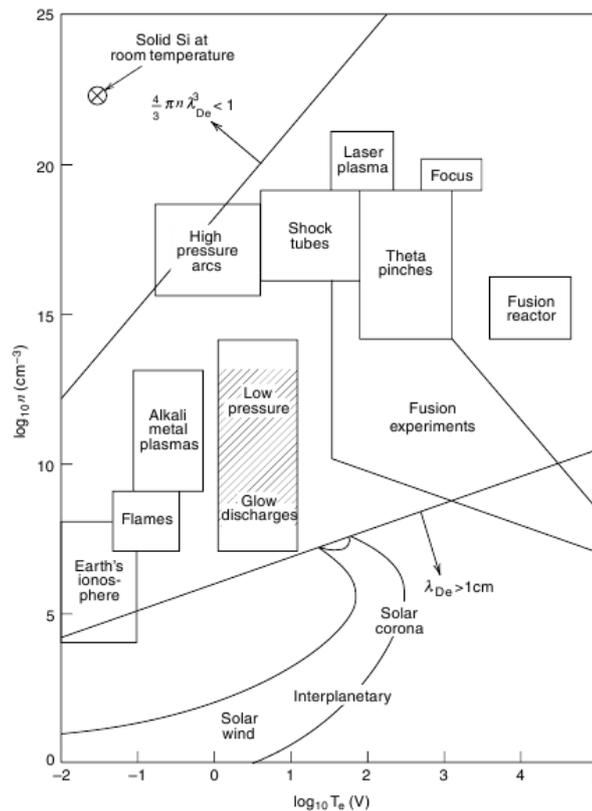
Les plasmas sont extrêmement répandus dans l'Univers puisqu'ils représentent plus de 99% de la matière connue. Ainsi on peut distinguer les plasmas naturels et les plasmas artificiels :

- **Plasmas naturels :**

- ✓ La magnétosphère et l'ionosphère terrestres ;
- ✓ Le cœur des étoiles, exemple de plasma chaud et très dense ;
- ✓ Les tubes à néon et le phénomène de la foudre (décharges électriques) ;
- ✓ Le vent solaire.

- **Plasmas artificiels :**

- ✓ Les décharges (comme dans un disjoncteur à haute-tension), ou tube à décharges (lampes, écrans, torche de découpe, production de rayon X) ;
- ✓ Les plasmas de traitement pour dépôt, gravure, modification de surface ou dopage par implantation ionique ;
- ✓ La propulsion par plasmas ;
- ✓ La fusion nucléaire (Tokamak, Stellarator et Z-pinch).



**Figure 1.23** Classification de différents plasmas existant dans la nature ou créés en laboratoire en fonction de leur température et densité électronique [93].

### 1.3.4.3 Principales caractéristiques des plasmas

Comme un plasma est une assemblée de particules différentes en interaction, il est de manière générale difficile de le caractériser. Il faut pour complètement le décrire, étudier l'évolution de la densité, de la température, de champ magnétique et de la fonction de distribution dans l'espace. On répartit les plasmas en plusieurs catégories. Dans chaque catégorie les plasmas vont avoir un certain type de comportement propre. Pour construire ces catégories, il faut définir différents paramètres comme suit.

#### 1.3.4.3.1. Paramètre de température

On distingue traditionnellement deux sortes de plasmas :

- **Plasmas froids** (Température reste inférieure à  $\approx 10^5$  K) aussi appelé « plasma non thermique », « plasma bi-température » ou encore « plasma hors équilibre » : les électrons ont acquis assez d'énergie pour effectuer des réactions par collision avec les autres espèces. Les espèces neutres et chargées (ions) quant à elles pourront effectuer des réactions chimiques classiques.

La température des électrons est très supérieure à celle des ions  $T_e \gg T_i$ , les ions sont considérés comme froids et ne pourront faire que des réactions chimiques possibles avec leur énergie. Les plasmas froids peuvent être étudiés en laboratoire. Les scientifiques ont alors acquis un savoir-faire expérimental, actuellement largement appliqué dans les industries (gravure, dépôts PVD/CVD...).

- **Plasmas chauds** (Température excède  $\approx 10^6$  K) ou encore « plasma thermique » : les électrons, mais aussi les ions sont assez énergétiques pour influencer le comportement du plasma. les ions sont chauds et donc plus réactifs  $T_e \sim T_i$ . les plasmas chauds demandent plus d'énergie pour leur création, et les installations qui les produisent sont donc moins nombreuses (car plus coûteuses...) et moins accessibles. Le savoir-faire qui s'est développé est essentiellement théorique, donc plus fondamental.

#### 1.3.4.3.2. Longueur de Debye

C'est l'échelle de longueur au-dessous de laquelle il peut y avoir une séparation de charge et au-dessus de laquelle le plasma retrouve sa neutralité.

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{k_B \cdot T_e \cdot \epsilon_0}{q_e^2 \cdot n_e}} \quad (1.33)$$

Où  $k_B$  : Constante de Boltzmann ;  
 $q_e$  : Charge de l'électron en [C] ;  
 $T_e$  : Température électronique en [K] ;  
 $n_e$  : Densité électronique en [ $m^{-3}$ ].

Cette longueur est proportionnelle à la température et inversement proportionnelle à la densité. La valeur est donc nettement inférieure dans les plasmas à haute pression. Par exemple, à basse pression avec  $T_e = 4.6 \cdot 10^4$  K  $\approx 4$  eV et  $n_e = 3.0 \cdot 10^{10}$   $cm^{-3}$ ,  $\lambda_{De} = 100$   $\mu m$ .

La fréquence de collision  $\nu_m$  en [ $s^{-1}$ ] introduit également des pertes dans le système. Elle varie quelque peu suivant le gaz utilisé et est proportionnelle à la pression  $p$  en [Torr] : Plus la pression augmente, plus nombreuses sont les collisions entre les électrons et les atomes neutres. Par exemple, si le gaz que nous utilisons est l'argon donc pour ce gaz nous avons une fréquence de collision [93]:

$$\nu_m = 5.710^9 \times p \quad (1.34)$$

### 1.3.4.3.3. Perturbation d'un plasma

Quand on perturbe un plasma à l'équilibre, les électrons vont se mettre à osciller avec une certaine pulsation (fréquence de Langmuir ou fréquence plasma) :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e \cdot q_e}{m_e \cdot \epsilon_0}} \quad (1.35)$$

Où  $q_e$ ,  $m_e$ ,  $n_e$  et  $\epsilon_0$  sont respectivement la charge, la masse, la densité électronique et la permittivité dans le vide.

### 1.3.4.3.4 Plasma magnétisés

L'utilisation d'un ou plusieurs champs magnétiques dans le but de contrôler un plasma trouve de nombreuses applications, de la fusion nucléaire aux procédés plasmas pour la microélectronique ou plus fondamentalement pour l'étude des mécanismes du transport de particules dans les plasmas magnétisés. La même chose, les cristaux photoniques plasma magnétisés (MPPC) ont attiré beaucoup d'attention en raison de leurs propriétés électromagnétique uniques telles que la facilité d'utilisation du champ magnétique externe [94, 95], leurs effets magnéto-optiques basés sur les propriétés des BIPs et la capacité à contrôler la densité électronique du plasma [96, 97].

L'ajout d'un champ magnétique externe dans un tel milieu n'est pas sans conséquences. Le champ magnétique induit de nombreuses modifications sur la dynamique des espèces et également sur les couplages entre les différents champs naturellement présents dans le plasma. Tout d'abord d'un point de vue particulière, les ions et électrons voient leur mouvement fortement affecté. Le champ magnétique induit un mouvement hélicoïdale ou cyclotronique le long des lignes de champ. Ce mouvement est directement proportionnel à la masse de la particule.

Tout champ magnétique dans lequel se trouve plongé le plasma tend à incurver les trajectoires des particules chargées, qui s'enroulent autour du champ avec une vitesse angulaire appelée gyrofréquence :

$$\omega_{le} = \frac{q_e \cdot B}{m_e} \quad (1.36)$$

Où  $B$  le champ magnétique appliqué de l'extérieur.

### 1.3.4.3.5 Permittivité du plasma froid magnétisé (MCP)

La permittivité complexe de MCP est en fonction de la fréquence  $\omega$  et du champ magnétique statique  $B$  et peut être exprimée par [98]:

$$\epsilon_{\text{MCP}} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2(1 - i\frac{\gamma}{\omega} \pm \frac{\omega_{le}}{\omega})} \quad (1.37)$$

Où  $\omega$  et  $\gamma$  sont respectivement la fréquence angulaire, la fréquence effective de collision.

Dans l'équation (1.37), le signe ( $\pm$ ) dans  $\omega_{le}$  correspond à l'application d'un champ magnétique extérieur positif ou négatif, c'est-à-dire que le champ magnétique statique est appliqué dans une direction  $d+z$  ou  $d-z$  [98].

### 1.3.4.4 Applications de la physique des plasmas

Sont très diverses et en plein développement, dans des domaines aussi variés que :

- La fusion thermonucléaire : en réalisant un plasma de très forte densité et à très haute température, les physiciens espèrent amorcer des réactions de fusion nucléaire et créer ainsi un générateur d'énergie considérable.
- L'électronique : l'utilisation de plasmas froids permet de réaliser des circuits électroniques intégrés.
- Traitement des matériaux : les plasmas permettent de détruire, transformer, analyser, souder, créer...la matière. Par exemple, des fibres plastiques peuvent être traitées par plasma pour devenir imperméables.

## 1.4 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons exposé les concepts de base liés aux cristaux photoniques où nous avons énuméré les différents types de cristaux photoniques, leurs propriétés physiques et géométriques. Puis Nous avons présenté les différents types de matériaux de base utilisés dans ces structures du point de vue électromagnétique en mettant l'accent sur les matériaux diélectriques, les métamatériaux, les supraconducteurs, et les plasmas, ainsi que les différentes applications qui peuvent en découler.

**2. ÉTUDE DES STRUCTURES  
PÉRIODIQUES PAR LA MÉTHODE  
FDTD**

## **2. ÉTUDE DES STRUCTURES PÉRIODIQUES PAR LA MÉTHODE FDTD**

### **2.1 INTRODUCTION**

Au cours de la dernière décennie, il y a eu un intérêt croissant pour les «métamatériaux». Ce sont des matériaux artificiels avec la capacité de concevoir des propriétés électromagnétiques et optiques qui ne peuvent pas être trouvées dans les matériaux naturels. Les fonctions de réponse non conventionnelles de ces métamatériaux contiennent des structures ou des matériaux fabriqués avec les réponses matérielles connues mais, lorsqu'elles sont réunies, ont une nouvelle réponse physiquement réalisable qui ne se produit pas ou peut ne pas être facilement disponible dans la nature. Le développement des métamatériaux a conduit à comprendre les optiques à permittivité négative et perméabilité négative, y compris les lentilles parfaites.

Ce chapitre se concentrera sur les métamatériaux et comment les métamatériaux se comportent comme une lentille parfaite. L'intérêt pour les métamatériaux se poursuivra car ils permettent de concevoir des matériaux aux propriétés nouvelles.

Le travail présenté dans ce chapitre est axé sur la simulation des structures périodiques 1D et 2D basées sur les métamatériaux et les diélectriques, en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Les simulations 1D et 2D sont effectuées à l'aide d'un code de MATLAB afin d'observer le comportement des ondes dans les couches de métamatériau et diélectrique.

Objectif de ce chapitre est d'étudier la propagation des ondes dans les différents milieux comme air-diélectrique-air et air-métamatériau-air en utilisant la méthode FDTD. Après avoir réalisé comment l'onde se comporte dans différents milieux en comparant des couches diélectriques et métamatériaux, les résultats obtenus à la fin de l'étude peuvent être utilisés pour des recherches ultérieures également expérimentales et peuvent constituer une base pour la réalisation de simulations 3D. Ce travail démontre également la focalisation avec différents indices de réfraction et cela entraînera une meilleure compréhension en optique. Les recherches sur la compréhension des métamatériaux et leur utilisation potentielle resteront un sujet brûlant pendant longtemps.

Le chapitre se compose deux partie et est organisée comme suit, la méthode FDTD sera introduite dans la première partie, la simulation sera démontrée dans la deuxième partie, et les résultats et conclusions suivront.

## 2.2 PRINCIPE DE LA MÉTHODE FDTD

Pour modéliser l'électrodynamique computationnelle, la technique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est utilisée comme outil numérique. Les solutions incluent une large gamme de fréquences afin de pouvoir atteindre la précision en un seul passage. La méthode FDTD est polyvalente, puissante et a été largement utilisée pour la modélisation des interactions des ondes électromagnétiques avec divers matériaux de fréquence. La mise en œuvre de FDTD est simple et conceptuellement simple.

Dans cette étude, pour simuler l'interaction onde électromagnétique métamatériau-diélectrique, les équations FDTD sont nécessaires. FDTD est une technique de modélisation numérique qui utilise un domaine temporel basé sur une grille pour résoudre les équations de Maxwell dans un domaine de calcul. FDTD est une solution directe des équations de Maxwell. Les formes différentielles partielles des équations de Maxwell sont discrétisées à l'aide d'approximations par différence centrale par rapport aux dérivées partielles temporelles et spatiales. Étant donné que le champ électromagnétique est examiné, les équations FDTD sont résolues par le processus répétable. Le vecteur de champ électrique  $\vec{E}$  avec les 3 composants peut être résolu instantanément dans le temps et le vecteur de champ magnétique  $\vec{H}$  avec les 3 composants peut être résolu instantanément la prochaine fois et le calcul est répété.

Ainsi, FDTD est une méthode pas à pas et elle provoque la mise à jour des propriétés électromagnétiques à chaque fois jusqu'à ce qu'elle atteigne l'état d'équilibre. Cette méthode a été développée par Yee en 1966 [23] et amélioré plus tard par les autres y compris Allen Taflove [99]. Dans la littérature, il est bien connu que pour la discrétisation, le treillis de Yee est utilisé. La méthode FDTD stocke différents composants de champ pour différents emplacements de grille.

### 2.2.1 La discrétisation des équations de Maxwell

L'algorithme de Yee [23] est basé sur la forme locale des **équations (1.8-1.11)** de Maxwell.

Dans un système de coordonnées cartésiennes à 3 dimensions, les équations de Maxwell-Faraday **(1.10)** et de Maxwell-Ampère **(1.11)** donnent 6 équations :

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

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \quad (2.1)$$

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

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

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right] \quad (2.2)$$

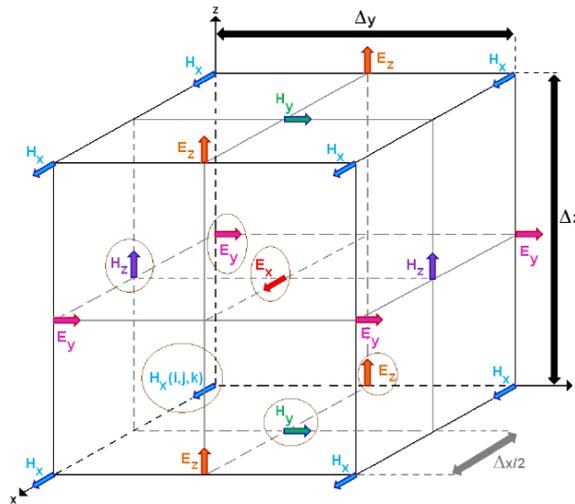
$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right]$$

On observe que l'évolution temporelle du champ magnétique est reliée à la variation spatiale du champ électrique et inversement.

La méthode FDTD consiste à transformer les équations aux dérivées partielles que l'on veut résoudre, en équations aux différences finies. On utilise pour cela les développements limités en série de Taylor.

Pour implémenter ces équations dans le programme de FDTD, on doit donc les discrétiser à partir de l'approximation de la dérivée centrée. Notons que les dérivées spatiales sont liées aux dérivés temporels, elles feront chacune l'objet d'une discrétisation particulière, soit par rapport à l'espace, soit par rapport au temps. Les valeurs des champs électriques et magnétiques seront calculées en des points différents du maillage. Elles seront respectivement appelées nœuds électriques, et nœuds magnétiques.

Il existe plusieurs choix pour discrétiser les composantes des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ , l'approche la plus largement utilisée est celle proposée par Yee [23, 100]. Les échantillons des champs sont illustrés dans la **Figure 2.1**. Les composantes des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont calculées à des points (nœuds) espacés d'un demi-incrément spatial, et à des temps espacés d'un demi-incrément temporel. On parle alors d'un algorithme alterné.



**Figure 2.1** Positions des champs électriques et magnétiques dans le schéma FDTD de Yee [23, 101].

Les mailles élémentaires constituent le volume de calcul. Afin de le représenter selon le schéma précédemment, on doit construire un maillage pour la structure à étudier, précisons que dans ce volume de calcul, sont toujours présents un nœud magnétique entre quatre nœuds électriques, et un nœud électrique entre quatre nœuds magnétiques. Ainsi que, la dérivée centrée est utilisée pour toutes les dérivées spatiales présentes dans les équations de Maxwell.

Une discrétisation spatio-temporelle est donc nécessaire pour résoudre les **équations (2.1&2.2)** de Maxwell.

### 2.2.1.1 La discrétisation spatiale

La discrétisation spatiale s'effectue dans un volume nécessairement fini. Dans le cas d'un maillage régulier, les dérivées spatiales sont évaluées dans les trois directions  $ox$ ,  $oy$ ,  $oz$ , avec des incréments constants :  $dx$ ,  $dy$ ,  $dz$ , appelés pas spatiaux. La discrétisation spatiale doit être suffisamment fine afin de décrire correctement la géométrie des objets appartenant au système étudié ainsi que la distance entre ces objets.

De plus, le passage d'un problème physique dans un espace-temps continu à un problème discret dans un espace-temps échantillonné crée un effet parasite appelé dispersion numérique.

Afin de minimiser la distorsion des signaux due à la dispersion numérique, la valeur des pas spatiaux est fixée en fonction de la longueur d'onde minimale présente dans la grille FDTD [101]. Dans le cas d'un maillage uniforme avec  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta$ .

$$\text{Max}(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \leq \Delta \leq \frac{\lambda_{\min}}{10} \quad (2.3)$$

### 2.2.1.2 La discrétisation temporelle

La discrétisation temporelle fait apparaître dans les dérivées des champs par rapport au temps. Qui sont apparues en elles même dans les membres de gauche dans les **équations (1.9)** de Maxwell, tandis que les membres de droite sont considérés à un instant  $t$ .

Si on prend en considération le principe de la dérivée centrée, on en déduit que les membres de droite (le champ électrique) doivent être calculés entre deux instants successifs où on calcule les membres de gauche (le champ magnétique).

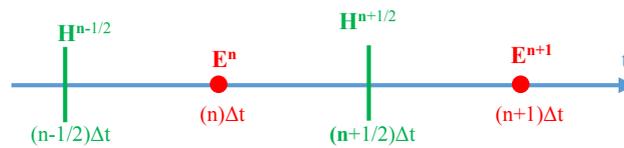


Figure 2.2 Discrétisation temporelle.

La discrétisation temporelle est effectuée avec des pas d'échantillonnage constants,  $\Delta t$ .

On peut montrer que l'algorithme de Yee est intrinsèquement stable si la condition suivante entre le pas temporel et le pas spatial est vérifiée [102, 103]:

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (2.4)$$

Où  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  représentent toujours les pas de discrétisation de l'espace de modélisation,  $c$  la vitesse de propagation d'une onde plane dans le milieu,  $\Delta t$  le pas d'échantillonnage temporel.

Cette condition de stabilité implique que :

- Si les pas de discrétisation dans les trois directions spatiales sont égaux à  $\Delta$ , on a donc l'inégalité suivante :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta}{c\sqrt{3}} \quad (2.5)$$

- Il faut que le pas temporel soit suffisant pour permettre de décrire la propagation de l'onde d'un nœud au nœud le plus proche, distant optiquement de  $\Delta$ .

## 2.2.2 Équations des champs électromagnétiques utilisées dans la méthode FDTD

À partir de la discrétisation spatio-temporelle, on peut exprimer la forme discrète des six équations (2.1&2.2) de Maxwell dans la cellule élémentaire (i, j, k) d'une part et dans l'espace-temps d'autre part [104].

### 2.2.2.1 Équations du champ électromagnétique à trois dimensions

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

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

$$E_z^{n+1}(i, j, k) = E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[ \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta y} \right]$$
(2.6)

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

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

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[ \frac{E_y^n(i, j, k) - E_y^n(i-1, j, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i, j, k) - E_x^n(i, j-1, k)}{\Delta y} \right]$$
(2.7)

### 2.2.2.2 Équations du champ électromagnétique à deux dimensions

Le système d'équation précédent peut être réduit à des algorithmes adéquats pour le cas de deux dimensions. Il s'agit donc des modes de propagation TM et TE.

- **Mode TE**

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

$$E_y^{n+1}(i, j) = E_y^n(i, j) - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta x} \left[ H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1, j) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j) \right] \quad (2.8)$$

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

- **Mode TM**

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta y} [E_z^n(i, j) - E_z^n(i, j-1)]$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} [E_z^n(i, j) - E_z^n(i-1, j)] \quad (2.9)$$

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

### 2.2.2.3 Équations du champ électromagnétique à une dimension

- **Mode TE**

$$E_x^{n+1}(i) = E_x^n(i) - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta x} \left[ H_z^{n+\frac{1}{2}}(i) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i) \right]$$

$$E_y^{n+1}(i) = E_y^n(i) - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left[ H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i) \right] \quad (2.10)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} [E_y^n(i) - E_y^n(i-1)]$$

- **Mode TM**

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+\frac{1}{2}}(i) &= H_x^{n-\frac{1}{2}}(i) - \frac{\Delta t}{\mu \cdot \Delta y} [E_z^n(i) - E_z^n(i,)] \\
 H_y^{n+\frac{1}{2}}(i) &= H_y^{n-\frac{1}{2}}(i) + \frac{\Delta t}{\mu \cdot \Delta x} [E_z^n(i) - E_z^n(i-1)] \\
 E_z^{n+1}(i) &= E_z^n(i) + \frac{\Delta t}{\varepsilon \cdot \Delta x} \left[ H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i) \right]
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

### 2.2.3 Dispersion numérique

La discrétisation du domaine de calcul entraîne l'apparition d'une dispersion non physique des signaux qui se propagent sur la grille de calcul. Cette dispersion varie avec la fréquence, la direction de propagation sur la grille et la discrétisation spatiale. Pour réduire cet effet à des valeurs de précision acceptables, la discrétisation spatiale doit être suffisante pour "échantillonner" la longueur d'onde des signaux avec un nombre suffisant de points [102, 103].

Une erreur sur la vitesse de phase de moins de 1.2% est commise, toutes directions confondues avec une discrétisation spatiale de  $\lambda_0/10$  n (Où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de l'onde considérée et  $n$  l'indice du milieu de propagation) cette erreur chute à 0.3% lorsque la discrétisation est portée à  $\Delta=\lambda_0/20$  n. Ceci permet de conserver une précision honorable même lorsque  $\lambda=2\lambda_0$ , et donc de propager une large gamme de fréquences sur une même discrétisation et avec une précision acceptable.

### 2.2.4 Conditions d'absorption aux limites

Les ressources informatiques étant finies, il est nécessaire de restreindre spatialement le domaine de calcul. Cette restriction ne permet plus d'appliquer généralement les équations précédentes sur les frontières du domaine de calcul. Tous les champs situés aux bords du domaine ne peuvent donc pas calculés avec les équations classiques [103].

Une première solution est de fixer les composantes de champ à une valeur nulle aux bords du volume de calcul et de ne pas appliquer l'algorithme de base. Des réflexions non physiques apparaissent alors sur ses bords et perturbent fortement le comportement de la structure. Il faut donc utiliser un algorithme pour réduire ces réflexions. L'utilisation des conditions aux limites

performantes est finalement la difficulté majeure de la mise en œuvre de cette technique de calcul.

Il existe de nombreuses méthodes permettant de modéliser l'espace de calcul, en particulier la méthode la plus récente dite "Perfectly Matched Layer" ou PML [103]. Cette méthode développée par J. P. Bérenger [105] est basée sur la mise en place d'une couche parfaitement absorbante complexe de dimensions variables autour du volume de calcul. Cette méthode permet une très bonne absorption des ondes pour toutes les fréquences et pour tous les angles d'incidences [100].

Précisons qu'il existe un autre type de couches absorbantes communément utilisées dans la littérature, appelées ABC pour (Absorbing Boundary Condition) pour lesquelles les premiers travaux ont été publiés par Mur [106], Engquist et Majda [107], et par l'extrapolation de Liao dans l'espace et le temps [107], Dans notre étude, en se basant sur les PML du Berenger.

- **Conditions PML**

Les conditions aux limites PML sont certainement les plus performantes aujourd'hui, elles permettent de descendre à des réflexions en amplitude du champ de l'ordre de  $10^{-5}$  [108], sur une très large gamme d'incidences et de fréquences. Ces conditions partent de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présentant une conductivité électrique  $\sigma$  et  $\sigma^*$  non nulle). Dans le vide, cette condition s'exprime par [100] :

$$\frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (2.12)$$

Où  $\mu_0$  et  $\epsilon_0$  sont respectivement la perméabilité et la permittivité du vide.

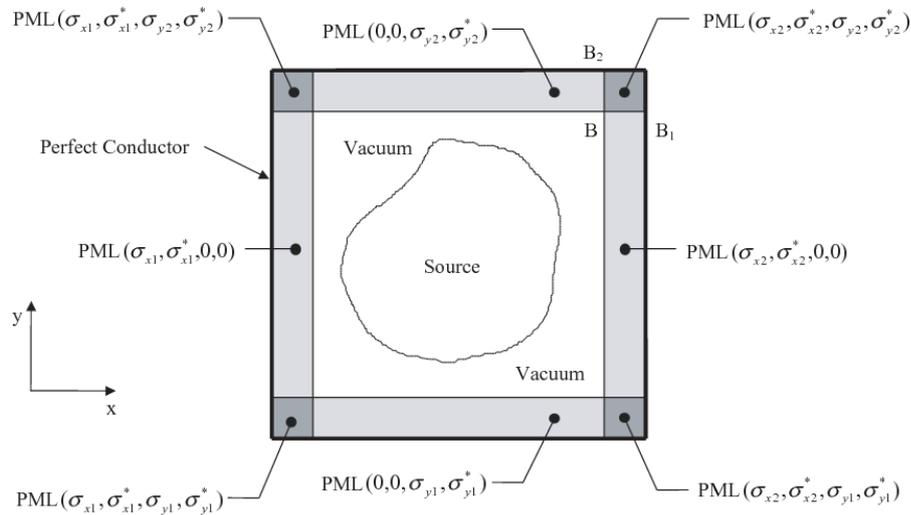
Dans ce cas l'onde n'est pas réfléchi à l'interface entre les deux milieux et s'atténue dans la partie absorbante. L'épaisseur de la couche absorbante peut être choisie aussi grand que voulue pour limiter la réflexion en bord du domaine. Cette adaptation d'impédance n'est toutefois possible qu'à incidence normale et une réflexion à l'interface entre les deux milieux réapparaît dès que l'on s'en écarte. L'astuce introduite par Bérenger dans les années 80 consiste à rendre le milieu absorbant et artificiellement biaxe [109], l'absorption n'est alors choisie non nulle que suivant l'axe normal à l'interface entre les deux milieux **Figure 2.3**.

À l'interface, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes :

1. Une onde à incidence normale, qui vérifie la condition (2.12) et donc qui ne réfléchit pas à l'interface entre le milieu non absorbant et celui absorbant.

2. Une onde à incidence rasante pour laquelle aucune absorption n'apparaît, cette onde ne subit par conséquent aucune réflexion.

Il suffit donc de rajouter des couches de types PML tout autour du volume de calcul pour absorber sans réflexion une onde incidente arrivant avec une incidence quelconque.



**Figure 2.3** Les couches PML autour d'un domaine à deux dimensions [100].

### 2.2.5 L'excitation

Tout système électromagnétique nécessite une excitation qui sera à l'origine de sa réponse. Cette réponse dépend autant de la nature du système que de la manière dont il est excité. Le choix de l'excitation dépend de plusieurs facteurs parmi lesquels, le type de la structure à utiliser et la bande de fréquence. L'excitation se traduira par un signal numérique qui va se propager dans la structure. Cette variation imposée à un endroit approprié du maillage, a une forme, une durée, et un emplacement particulier. Numériquement, on peut choisir une forme arbitraire pour l'excitation. On a cependant intérêt pour des problèmes de convergence des résultats à choisir une excitation proche de la forme du champ réel dans la structure.

Il est souhaitable d'utiliser une excitation capable de remplir certaines conditions comme une étude sur une large bande spectrale allant de zéro jusqu'à une certaine fréquence supérieure de travail, d'une durée temporelle raisonnable, continue, et facilement interprétable.

À partir de toutes ces données, on peut dire que l'excitation la mieux adaptée est une gaussienne. En effet, son expression analytique est simple, le spectre en fréquence est facilement contrôlable. Le signal est borné dans le temps, son évolution est lisse et ne présente pas de variations trop rapides, qui pourraient générer des erreurs de calcul. Le fait d'utiliser la gaussienne permet en une simulation de connaître, en faisant une transformée de Fourier, la

réponse sur une large bande de fréquence. Il est difficile dans la réalité de reproduire une telle excitation de façon expérimentale.

## 2.3 APPLICATION DE LA MÉTHODE FDTD À 1D et 2D

### 2.3.1 Méthode de résolution

L'idée générale de cette partie est de résoudre les **équations (2.1&2.2)** de Maxwell en utilisant le flux de la densité  $\vec{D}$ , cette application inclue une mise en œuvre effective des conditions aux limites PML qui sont indépendantes de l'origine du milieu étudié.

La forme la plus générale des **équations (1.10) et (1.11)** de Faraday et Ampère est :

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \nabla \cdot \vec{H} \quad (2.13a)$$

$$\vec{D}(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_r^*(\omega) \cdot \vec{E}(\omega) \quad (2.13b)$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \vec{E} \quad (2.13c)$$

En utilisant les échanges suivants, [\[110\]](#):

$$\tilde{E} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot \vec{E} \quad (2.14)$$

$$\tilde{D} = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}} \cdot \vec{D} \quad (2.15)$$

Ce qui mène à :

$$\frac{\partial \tilde{D}}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \nabla \cdot \vec{H} \quad (2.16a)$$

$$\tilde{D}(\omega) = \varepsilon_r^*(\omega) \cdot \tilde{E}(\omega) \quad (2.16b)$$

$$\frac{\partial \tilde{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \nabla \cdot \tilde{E} \quad (2.16c)$$

L'équation (2.16b) doit être exprimée en fonction du temps avant de l'injecter dans le calcul. Pour cela, on suppose qu'on travaille dans un milieu diélectrique avec pertes, on a donc :

$$\varepsilon_r^*(\omega) = \varepsilon_r + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon_0} \quad (2.17)$$

En substituant dans l'équation (2.16b) on a :

$$\tilde{D}(\omega) = \varepsilon_r \cdot \tilde{E}(\omega) + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon_0} \cdot \tilde{E}(\omega) \quad (2.18)$$

Dans le second membre, la théorie de Fourier indique que  $(1/j\omega)$  dans le domaine fréquentiel représente l'intégration dans le domaine temporel, donc l'équation (2.18) devient :

$$\tilde{D}(t) = \varepsilon_r \cdot \tilde{E}(t) + \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \int_0^t \tilde{E}(t) dt \quad (2.19)$$

L'intégrale se sera rapprochée à une sommation sur un pas d'échantillonnage  $\Delta t$ .

$$\tilde{D}^n = \varepsilon_r \cdot \tilde{E}^n + \frac{\sigma\Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{i=0}^n \tilde{E}^i \quad (2.20)$$

En séparant le terme  $\tilde{E}^n$  du reste de l'addition, on obtient :

$$\tilde{D}^n = \left( \varepsilon_r + \frac{\sigma\Delta t}{\varepsilon_0} \right) \cdot \tilde{E}^n + \frac{\sigma\Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{i=0}^{n-1} \tilde{E}^i \quad (2.21)$$

$$\text{D'où } \tilde{E}^n = \frac{\tilde{D}^n - \frac{\sigma\Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{i=0}^{n-1} \tilde{E}^i}{\varepsilon_r + \frac{\sigma\Delta t}{\varepsilon_0}} \quad (2.22)$$

Pour simplifier le calcul on définit un nouveau paramètre pour la sommation.

$$I^n = \frac{\sigma\Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{i=0}^n \tilde{E}^i \quad (2.23)$$

Alors l'équation de  $\tilde{E}^n$  peut-être reformulée avec l'équation suivante :

$$\tilde{E}^n = \frac{\tilde{D}^n - I^{n-1}}{\varepsilon_r + \frac{\sigma\Delta t}{\varepsilon_0}} \quad (2.24)$$

L'utilisation de ces formulations apparaît dans les deux cas 2D et 3D.

Pour le cas 1D le calcul de champ électromagnétique est simple, ce qui n'exige pas l'emploi de ces échanges.

### 2.3.2 Représentation du champ électromagnétique à une dimension

La représentation du champ électromagnétique en une dimension est le cas le plus simple des équations de Maxwell. Soit les **équations (2.10)** :

$$E_x^{n+1}(i) = E_x^n(i) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta x} \left[ H_z^{n+\frac{1}{2}}(i) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i) \right] \quad (2.25a)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta x} [E_y^n(i) - E_y^n(i-1)] \quad (2.25b)$$

En appliquant un changement similaire aux **équations (2.14)** et **(2.15)**, on obtient :

$$\tilde{E} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot E \quad (2.26)$$

$$E_x^{n+1}(i) = E_x^n(i) - 0.5 \left[ H_z^{n+\frac{1}{2}}(i) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i) \right] \quad (2.27a)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i) - 0.5 [E_y^n(i) - E_y^n(i-1)] \quad (2.27b)$$

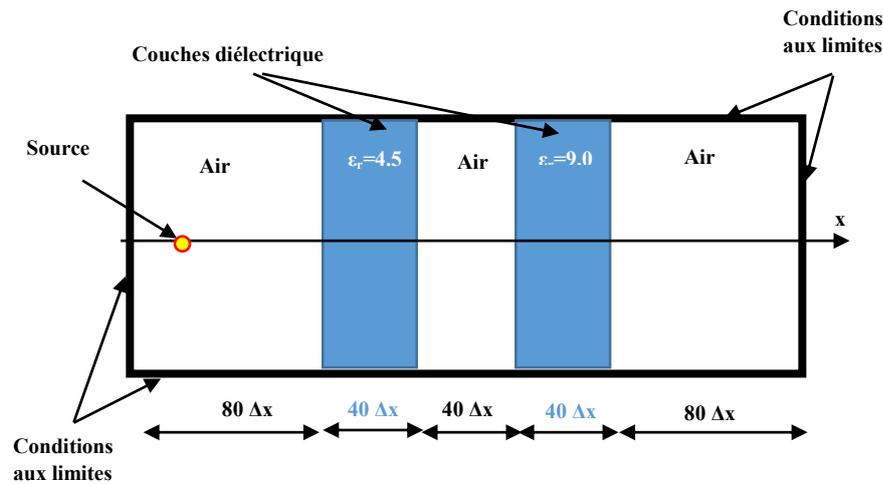
$$\text{Avec : } \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x} = c_0 \frac{\Delta t}{\Delta x} = 0.5 \quad (2.28)$$

- **Les conditions absorbantes aux limites dans le cas unidimensionnel**

Dans ce cas on n'a pas besoin de rajouter les couches PML. Pour calculer le champ  $\vec{E}$ , il suffit de connaître les valeurs du champ  $\vec{H}$  avoisinantes, c'est l'hypothèse fondamentale de la méthode FDTD.

$$\vec{E}_x^{n+1}(1) = \vec{E}_x^n(2) \quad (2.29)$$

### 2.3.2.1 Simulation d'une structure périodique 1D à base des diélectriques

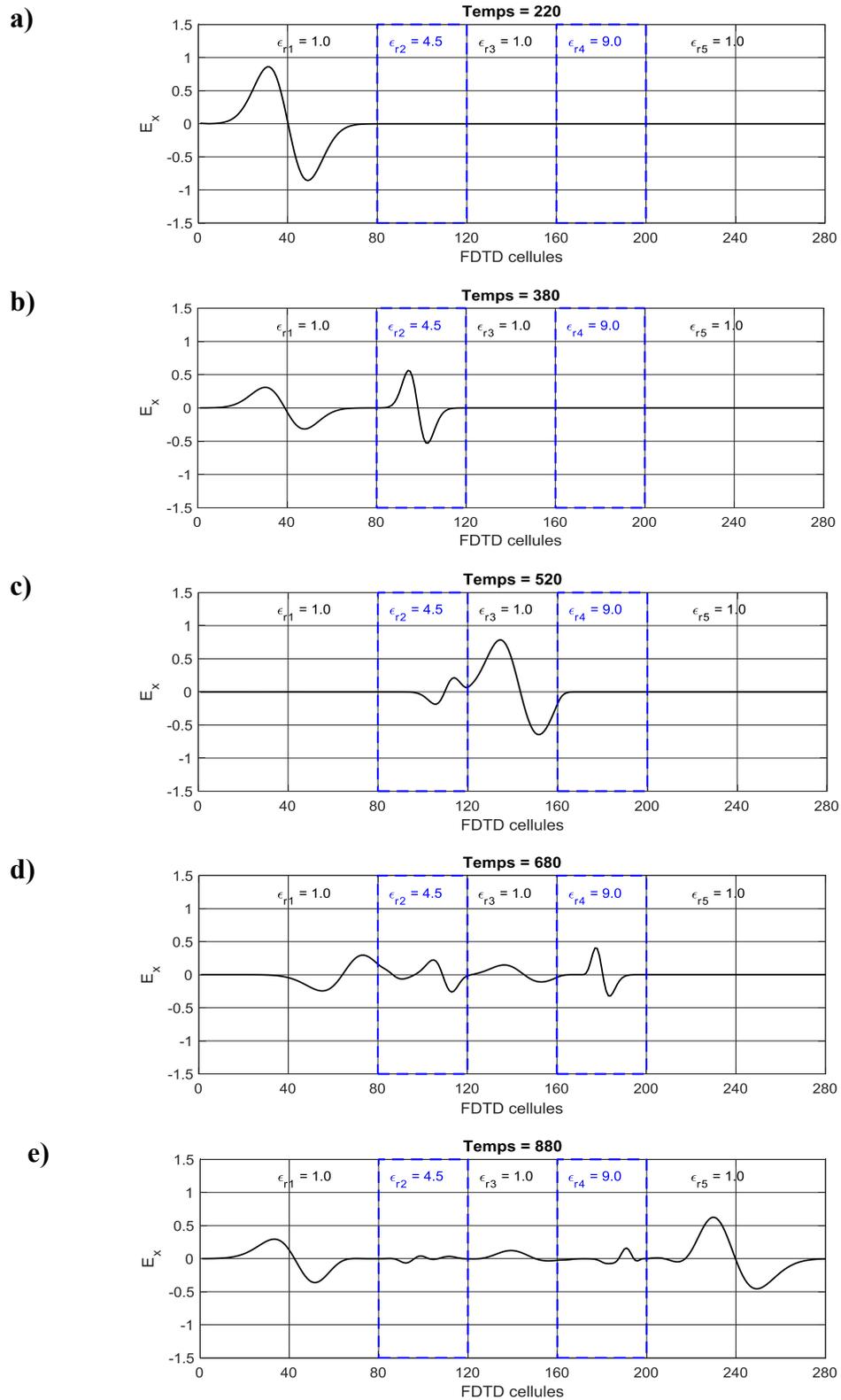


**Figure 2.4** Structure périodique 1D à base des diélectriques où la propagation des ondes le long de la direction x.

Pour la simulation 1D on a utilisé le code MATLAB de la méthode FDTD, la **Figures 2.5** montre les résultats numériques du champ  $\vec{E}_x$  dans des structures périodiques constitué de deux couches diélectriques de même épaisseur  $d=40\Delta x$  émergé dans l'air **figure 2.4**. Les variations du champ  $\vec{E}_x$  (Interaction des ondes dans les milieux) sont en fonction du nombre de cellules où l'excitation est Gaussienne. Plusieurs paramètres tels que les permittivités, les perméabilités, la taille du pas et l'incrément de temps ont été définis en fonction des milieux concernés.

Le pas de discrétisation spatiale  $\Delta x$  est choisie à 37,7 mm et le pas de discrétisation temporelle  $\Delta t$  est obtenu en utilisant le critère de stabilité tel que  $\Delta t = \Delta x / 2c$ . Les milieux 1, 3 et 5 sont constitués d'espace libre et les paramètres utilisés sont les mêmes  $\epsilon_r = 1$ ,  $\mu_r = 1$ . Dans les milieux 2 et 4, les paramètres sont définis comme suit  $\epsilon_{r2}=4.5$ ,  $\epsilon_{r4}=9$  et  $\mu_{r2}=\mu_{r4}=1$ .

Dans la **Figure 2.5a** l'onde commence à se propager dans la 1<sup>ère</sup> couche (Air) avec une amplitude de champs électrique égale à (0.8620), on remarque une diminution dans l'amplitude du champ (0.5625) à l'intérieur de la première couche diélectrique ou la permittivité est égale à  $\epsilon_{r2}=4.5$  **Figure 2.5b**. Quand l'onde sort de la couche diélectrique et entre dans l'air on remarque une autre augmentation d'amplitude (0.8144), et quand l'onde arrive à la deuxième couche diélectrique de permittivité égale  $\epsilon_{r2}=9$ , on remarque une autre diminution dans l'amplitude du champ (0.4817), à la fin de la simulation l'amplitude d'onde augmente avec une amplitude de (0.6663) **Figure 2.5e**, ces résultats sont confirmés par d'autres études [[111](#), [112](#)].

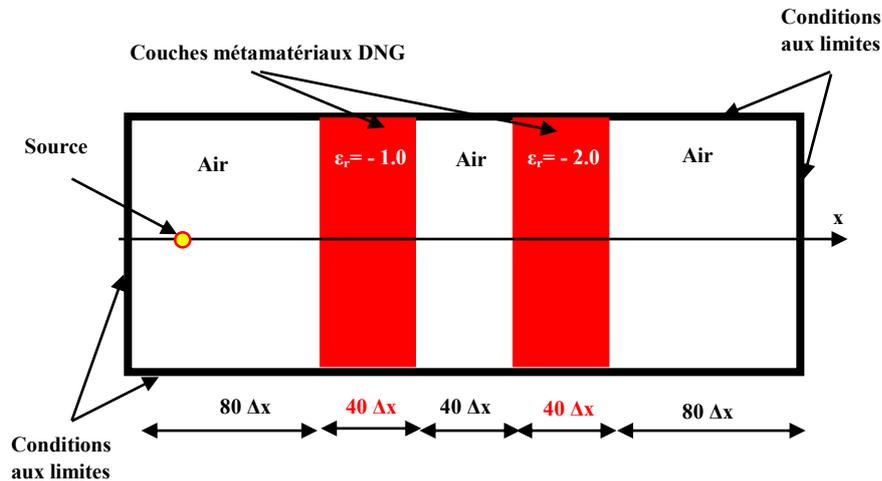


**Figure 2.5** Variation du champ  $\vec{E}_x$  dans une structure périodique 1D basée sur des milieux diélectriques.

Les réflexions et les transmissions de propagation des ondes dans la couche diélectrique se poursuivent jusqu'à ce qu'elles atteignent son état stationnaire.

Comme on le voit sur la figure, selon des formes discrétisées des équations de Maxwell avec différentes permittivités et perméabilités relatives, des comportements d'ondes dans différents milieux ont été observés.

### 2.3.2.2 Simulation d'une structure périodique 1D à base des métamatériaux



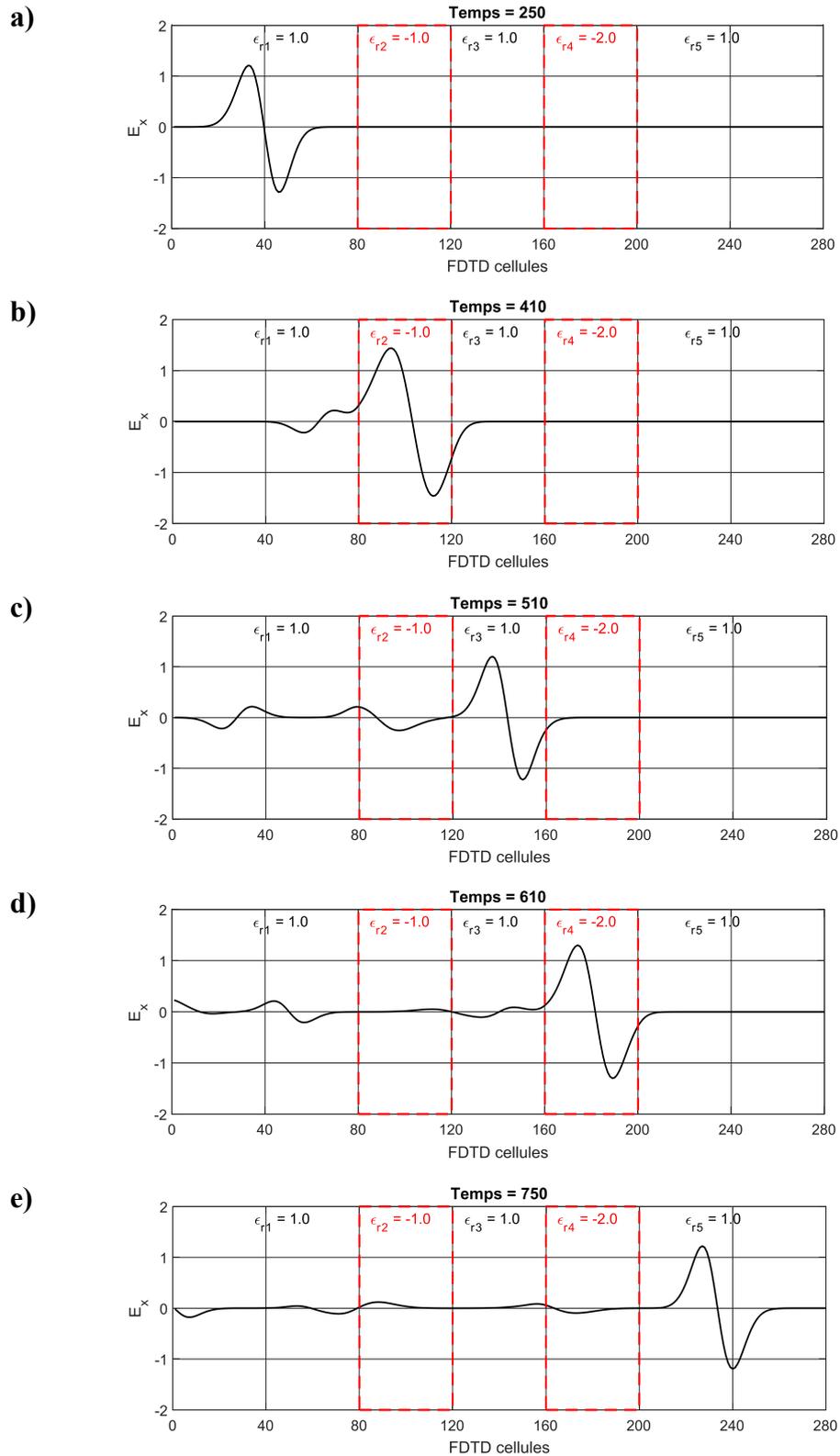
**Figure 2.6** Structure périodique 1D à base des métamatériaux où la propagation des ondes le long de la direction x.

Dans le programme 1D FDTD d'interaction des ondes dans une structure périodique à base des milieux de métamatériaux, certains coefficients tels que les permittivités, les perméabilités, le critère de stabilité et la taille des cellules ont été définis **Figure 2.6**.

Les paramètres utilisés dans la simulation de propagation des ondes dans des milieux diélectriques étaient les mêmes que ceux de la structure à base des milieux de métamatériaux, à l'exclusion de la permittivité et de la perméabilité relatives dans la couche.

La simulation a réussi à observer une onde arrière (backward wave) à l'interface Air-métamatériau. Cela est le résultat d'un indice de réfraction négatif. Les résultats de la simulation sont donnés à différents pas de temps, comme le montre la **Figure 2.7**.

**Figure 2.7.a**, l'onde commence à se propager dans l'Air, **Figure 2.7.b&2.7.d** l'onde se propage dans la couche de métamatériau de permittivité  $\epsilon_{r2} = -1$  et de permittivité égale  $\epsilon_{r4} = -2$  et augmente de façon exponentielle. L'onde revient à sa forme d'origine **Figure 2.7c&2.7e**.



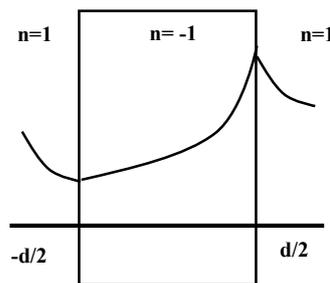
**Figure 2.7** Variation du champ  $\vec{E}_x$  dans une structure périodique 1D basée sur des milieux de métamatériaux.

Cette simulation signifie que la propagation des ondes après leur passage à travers la première couche de métamatériau, prend sa forme originale telle qu'elle était au début de la

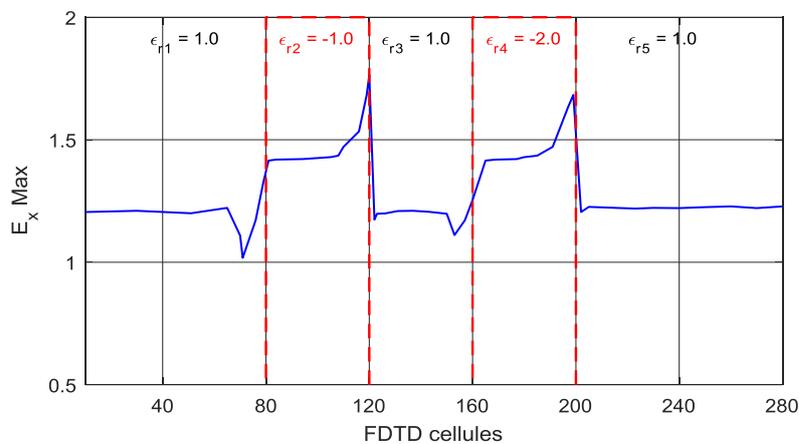
simulation. On note une croissance exponentielle des ondes à l'intérieur de la couche et une décroissance exponentielle à l'extérieur de la couche.

Collin, R.E. [113] explique comment se produisent la réflexion et la transmission à l'intérieur de la couche en se référant à l'étude de Pendry. Cette étude a montré que la propagation de l'onde plane dans l'air parfaitement adaptée à l'interface et que le coefficient de réflexion égal à zéro et le coefficient de transmission serait égal à un. Cela signifie que les champs iraient à l'infini. Afin de résoudre ce problème, Pendry a suggéré de prendre des valeurs relatives de permittivité et de perméabilité comme approche à la fois de (-1) et a démontré la solution comme une série géométrique qui était la sommation de plusieurs ondes réfléchies à l'intérieur de la couche. Les résultats ont montré que la transmission complète s'est produite à travers la couche et que l'onde augmentait de façon exponentielle à l'intérieur de la couche.

La **Figure 2.8 & 2.9** montre que l'onde traverse l'objet et frappe la couche de métamatériau, puis augmente de façon exponentielle à l'intérieur de la couche et reprend sa forme d'origine après avoir quitté la couche aux mêmes distances avant et après la couche et l'image est réelle.



**Figure 2.8** Distribution du champ électrique pour la solution de Pendry pour une onde incidente sur une couche d'indice de réfraction égal à -1 [113].



**Figure 2.9** Variation de la valeur maximale du champ  $\vec{E}_x$  dans une structure périodique 1D basée sur des milieux de métamatériaux.

### 2.3.3 Représentation du champ électromagnétique à deux dimensions

Dans cette partie, on veut représenter les équations de Maxwell en deux dimensions, en utilisant la densité électrique  $\vec{D}$ . On introduira par la suite les couches PML. Dans le cas à deux dimensions on est obligé de choisir un des deux modes :

- Soit le mode transversal magnétique TM, qui se compose de  $\vec{E}_z$ ,  $\vec{H}_x$  et  $\vec{H}_y$ .
- Soit le mode transversal électrique TE, qui se compose de  $\vec{E}_x$ ,  $\vec{E}_y$  et  $\vec{H}_z$ .

Puisque l'étude suite les mêmes étapes, on va travailler avec le mode TM. Les **équations (2.16)** sont exprimées à deux dimensions par les formulations suivantes :

$$\frac{\partial \vec{D}_z}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \cdot \left( \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial y} \right) \quad (2.30a)$$

$$\vec{D}_z(\omega) = \varepsilon_r^*(\omega) \cdot \vec{E}_z(\omega) \quad (2.30b)$$

$$\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial t} = - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} \quad (2.30c)$$

$$\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \quad (2.30d)$$

La forme discrétisée des **équations (2.30a), (2.30b), (2.30d)** est :

$$\begin{aligned} \vec{D}_z^{n+1}(i, j) &= \vec{D}_z^n(i, j) + 0.5 \left[ H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1, j) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j) \right] \\ H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j) &= H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j) - 0.5 [\vec{D}_z^n(i, j) - \vec{D}_z^n(i, j-1)] \\ H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j) &= H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j) + 0.5 [\vec{D}_z^n(i, j) - \vec{D}_z^n(i-1, j)] \end{aligned} \quad (2.31)$$

On déduit le champ électrique :

$$\vec{E}_z^{n+1}(i, j) = g_{az}(i, j) \left[ \vec{D}_z^n(i, j) - I_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j) \right] \quad (2.32)$$

$I_z$  est donné par l'équation :

$$I_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j) = I_z^{n-\frac{1}{2}}(i,j) - \text{gbz}(i,j) \left( \tilde{E}_z^n(i,j) \right) \quad (2.33)$$

Les coefficients gaz et gbz sont donnés par :

$$\text{gaz} = \frac{1}{\left( \varepsilon_r + \left( \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \right) \right)} \quad (2.34)$$

$$\text{gbz}(i,j) = \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \quad (2.35)$$

**Remarque :**

- Toutes les informations concernant le milieu sont contenues dans les **équations (2.32)** et **(3.23)**.
- Pour l'espace libre : gaz = 1 et gbz = 0.
- Pour les milieux à pertes : gaz et gbz sont calculés selon les **équations (2.34) et (2.35)**.
- Pour un milieu diélectrique : gaz = 1/ε<sub>r</sub> et gbz = 0.

• **Les conditions aux limites absorbantes PML :**

On utilise le mode TM. On rajoute les PML aux **équations (2.30)**. Les champs  $\vec{D}_z$ ,  $\vec{H}_x$  et  $\vec{H}_y$  seront représentés par les équations suivantes :

$$\tilde{D}_z^{n+1}(i,j) = [\text{gi}3(i). \text{gj}3(j)] \tilde{D}_z^n(i,j) + [\text{gi}2(i). \text{gj}2(j)]. 0.5. [\text{curlhz}(i,j)] \quad (2.36a)$$

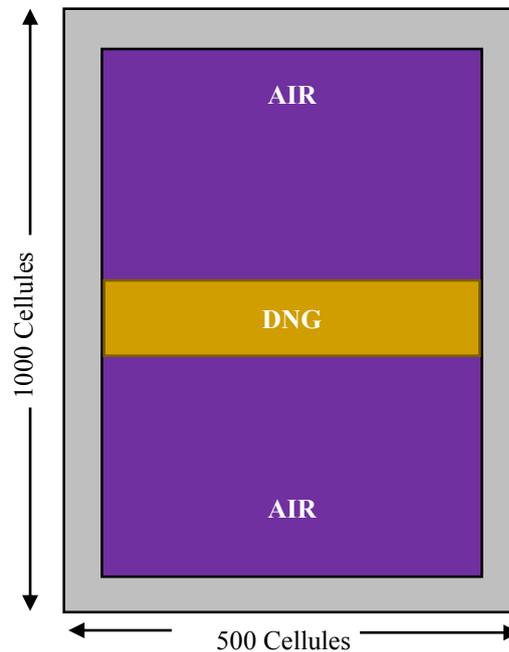
$$\begin{aligned} \vec{H}_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j) &= \left[ f_j 3 \left( j + \frac{1}{2} \right) \right] \vec{H}_x^{n-\frac{1}{2}}(i,j) + \left[ f_j 2 \left( j + \frac{1}{2} \right) \right] \cdot 0.5 [\text{curl}e_x(i,j) + f_i 1(i) I_{H_x}^n(i,j)] \\ &+ \left[ f_j 2 \left( j + \frac{1}{2} \right) \right] \cdot 0.5 [\text{curl}e_x(i,j) + f_i 1(i) I_{H_x}^n(i,j)] \end{aligned} \quad (2.36b)$$

$$\vec{H}_y^{n+\frac{1}{2}}(i,j) = \left[ f_i 3 \left( i + \frac{1}{2} \right) \right] \vec{H}_y^{n-\frac{1}{2}}(i,j) + \left[ f_i 2 \left( i + \frac{1}{2} \right) \right] \cdot 0.5 [\text{curl}e_y(i,j) + f_j 1(j) I_{H_y}^n(i,j)] \quad (2.36c)$$

### 2.3.3.1 Simulation d'une structure périodique 2D à base des Métamatériaux

Pour une cohérence et une comparaison précise, toutes les simulations d'observation du comportement des ondes incluent des couches de métamatériau DNG, chacune d'entre elles ayant un indice de réfraction négatif, une épaisseur de couche constante, la même distance de

la source et la même fréquence. La source a été définie comme une impulsion gaussienne. Le domaine de calcul a été défini comme 500x1000 cellules **Figure 2.10**.

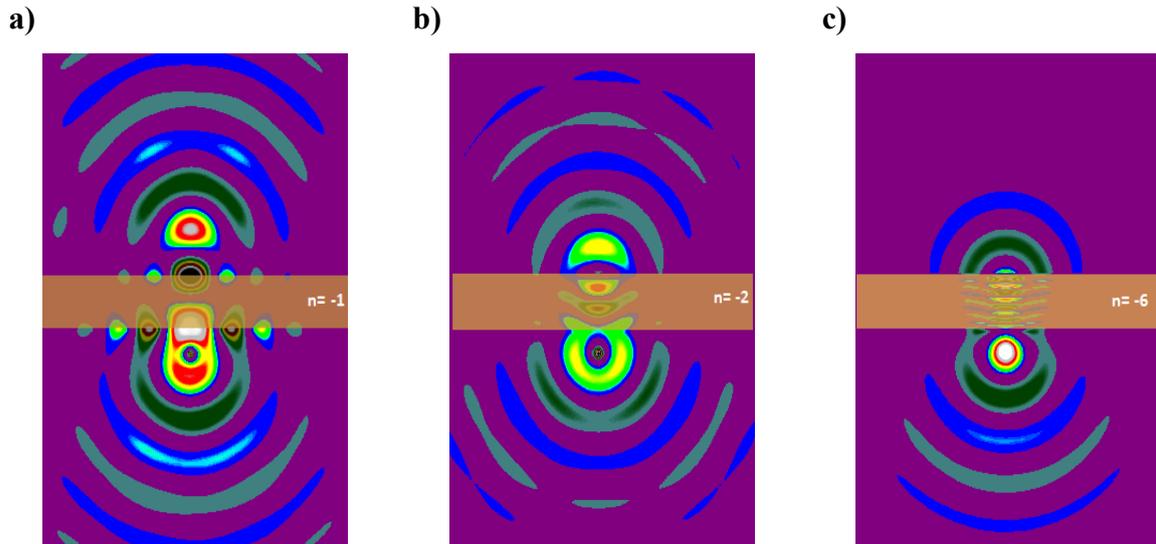


**Figure 2.10** Géométrie 2D d'une structure contenant une couche de métamatériau avec des conditions aux limites.

La taille des cellules est de 0,015mm dans les deux sens. La fréquence de fonctionnement a été choisie à 6 MHz.

Trois structures ont été étudiées en utilisant une source ponctuelle. Dans la structure 1, l'indice de réfraction a été choisi à ( $n=-1$ ). L'épaisseur de la couche  $d = \lambda/20$  et la distance par rapport à la source ponctuelle ont été fixées à  $d/2$ , les deux autres structures, ont été définies de manière similaire mais avec un indice de réfraction égal à (-2) et (-6), respectivement. Le comportement des ondes est illustré sur la **Figure 2.11**.

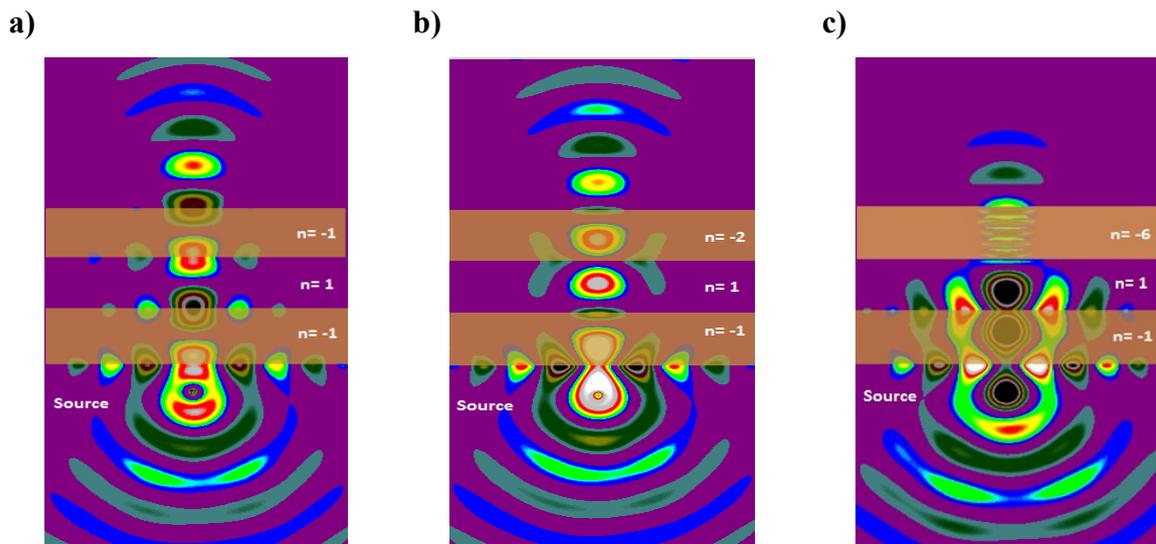
Une focalisation parfaite a été observée avec une couche qui avait un indice de réfraction défini à (-1), donc la structure 1 (**Figure 2.11a**) agit comme une lentille parfaite où la mise au point parfaite se produit au milieu de la couche et à une distance  $d/2$  de la couche, moins de focalisation dans la structure 2 où l'indice de réfraction de la couche était de (-2) et une focalisation mineure dans la structure 3 où l'indice de réfraction de la couche était de (-6).



**Figure 2.11** Propagation des ondes d'une source ponctuelle dans une structure avec une seule couche de métamatériau (Air-DNG-Air) pour des différents indices de réfraction.

**Figure 2.12** Les trois structures (4, 5 & 6) ont été étudiées avec des couches doubles de DNG et une source ponctuelle. Dans la structure 4, la première couche d'une épaisseur  $d$  et un indice de réfraction  $n=-1$ , est située à une distance  $d/2$  de la source ponctuelle, une deuxième couche ayant la même épaisseur et le même indice de réfraction, est située à une distance  $2d+d/2$  de la source ponctuelle.

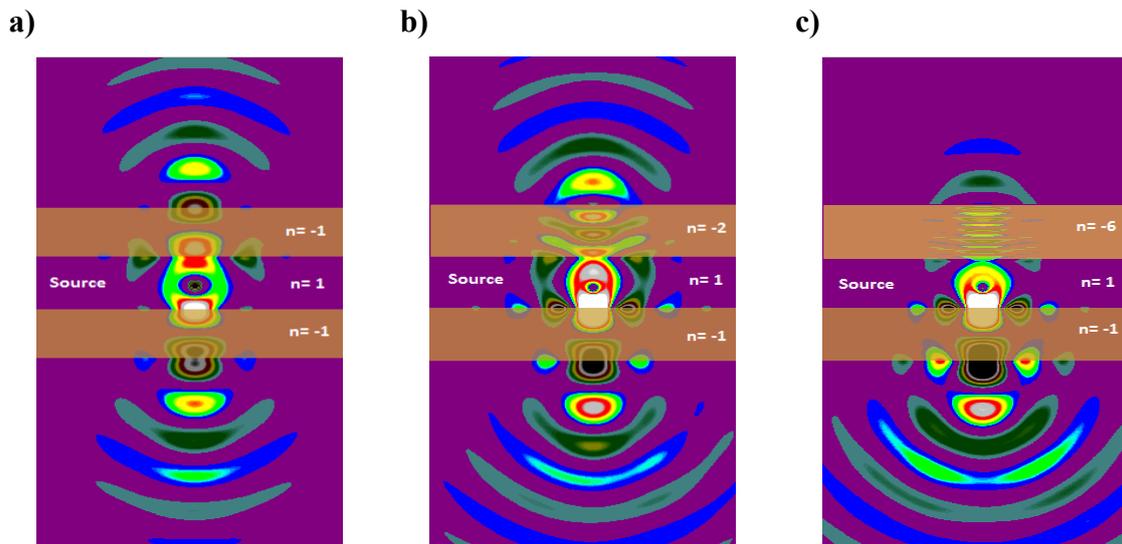
Dans les deux autres structures (5&6) l'épaisseur et la distance sont similaires à la structure 4 et seul l'indice de réfraction est différent, **Figure 2.12.b** et **Figure 2.12.c**.



**Figure 2.12** Propagation des ondes d'une source ponctuelle dans une structure avec une double couche de métamatériau (Air-DNG-Air-DNG-Air) pour des différents indices de réfraction.

La différence entre la couche de métamatériau qui agit comme une lentille parfaite et une couche de métamatériau avec un indice de réfraction négatif différent peut être observée dans la même fenêtre.

**Figure 2.13** Les trois structures (7, 8 et 9) ont été étudiées avec deux couches de métamatériau.

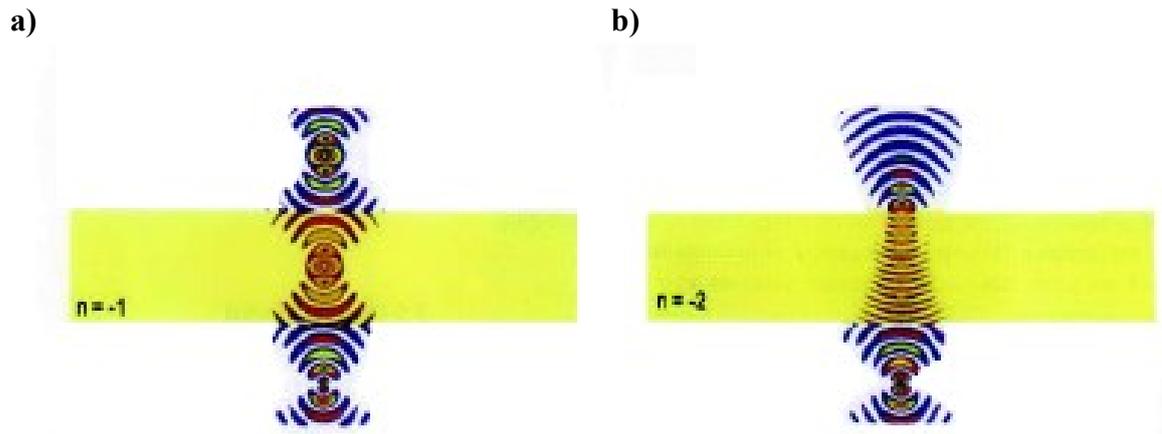


**Figure 2.13** Propagation des ondes d'une source ponctuelle située au milieu d'une structure (Air-DNG-Air-DNG-Air).

Les deux couches étaient situées à une distance  $d/2$  de la source ponctuelle, l'une à gauche avec indice de réfraction  $-1$  et l'autre à droite de la source avec indice de réfraction différent.

La **Figure 2.13.a** montre que les deux couches de métamatériau d'indice de réfraction égal à  $(-1)$  se comportent comme une superlentille.

L'étude réalisée dans ce chapitre s'avère cohérente avec celle réalisée par Levent Sevgi [114]. Sevgi a expliqué et essayé différentes structures dans son étude en démontrant clairement la différence entre les indices de réfraction positifs et négatifs. Les épaisseurs des couches étaient généralement de  $1\text{ cm}$ , les distances source à la couche étaient de  $0,5\text{ cm}$  et la fréquence était de  $1\text{ GHz}$  pour les supports doublement positifs et pour les métamatériaux, la fréquence était de  $6\text{ MHz}$ . Le domaine de calcul était défini comme  $701 \times 351$  cellules. Les tailles de cellules de  $1\text{ mm}$  dans chaque direction.

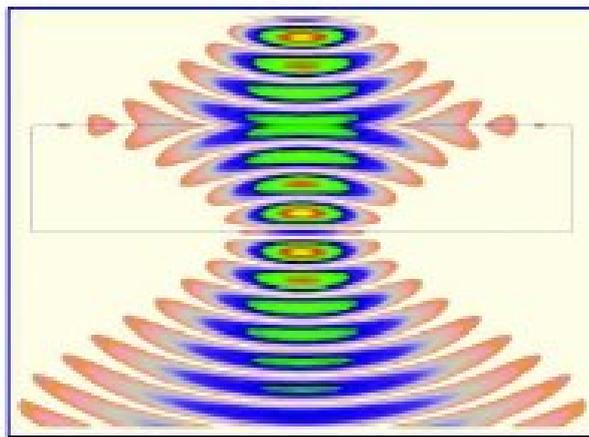


**Figure 2.14** Propagation à travers des couches de DNG avec  $n=-1$  et  $n=-2$  [114].

Une focalisation parfaite peut être vue sur la **Figure 2.14a** avec un indice de réfraction  $n=-1$  et moins de focalisation est visible sur la **Figure 2.14b** à droite avec un indice de réfraction  $n=-2$ .

Richard W. Ziolkowski [115] a étudié les couches DNG, où le domaine de calcul était défini comme  $600 \times 200$  cellules, l'épaisseur de la couche 200 cellules et la distance entre la source ponctuelle et la dalle 100 cellules avec des tailles de cellule de millimètre.

Les structures étudiées dans cette partie de ce chapitre, se sont également avérées cohérentes avec les travaux de Ziolkowski.



**Figure 2.15** Couche DNG avec indice de réfraction  $n=-1$  [115].

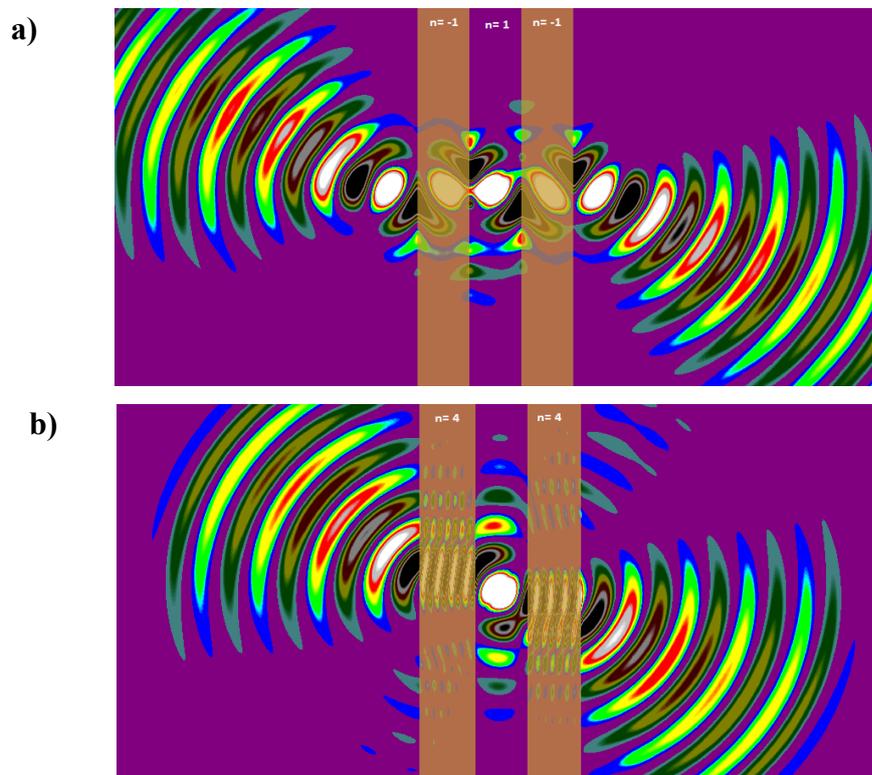
La **Figure 2.15** démontre qu'avec un indice de réfraction **(-1)**, une onde stationnaire s'est produite à l'intérieur de la couche de métamatériau et une focalisation parfaite a été atteinte. Dans cette étude, la distance entre la source et la couche était de 0,75 cm, l'épaisseur de la couche était de 1,5 cm et le domaine de calcul était de  $1000 \times 500$  cellules.

Toutes les structures étudiées avec la source ponctuelle se sont avérées cohérentes avec les travaux de Levent Sevgi et Richard Ziolkowski pour une onde ponctuelle, focalisant les différences liées à la source et à l'indice de réfraction négatif observé à l'intérieur de la couche de métamatériaux.

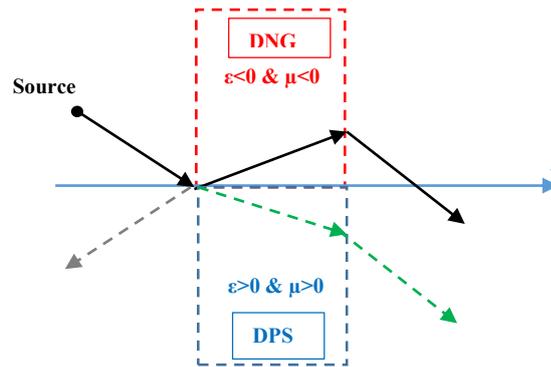
Une source de type faisceau gaussien (c'est-à-dire un réseau de sources sinusoïdales avec des amplitudes pondérées [116], a été utilisée sur la **figure 2.16a**. 30 sources linéaires sinusoïdales à 6 GHz, séparées par 3 cellules, ont été utilisées pour former le faisceau. Le faisceau faisait un angle de  $60^\circ$  avec l'axe y.

L'effet Snell inverse a été clairement observé sur cette figure. Juste à des fins de comparaison visuelle, la propagation du faisceau à travers un milieu diélectrique a également été simulée **Figure 2.16b**. La réflexion, réfractions et transmission des ondes à travers des milieux doublement positifs DPS et doublement négatifs DNG sont montées dans la **Figure 2.17**.

Une superlentille est illustrée à la **Figure 2.16a**, où la couche utilisée a un indice de réfraction négatif égal à (-1). Elle a une épaisseur  $d$  et placée à une distance  $d/2$  de la source lumineuse (faisceau gaussien).



**Figure 2.16** Propagation des ondes d'un faisceau gaussienne incliné de  $60^\circ$  et situé au milieu d'une structure vertical **a)** Structure Air-DNG-Air-DNG-Air **b)** Structure (Air-Diélec-Air-Diélec -Air).



**Figure 2.17** Propagation des ondes à travers des milieux doublement positifs et doublement négatifs : réflexions, réfractions et transmission [114].

La lumière à l'intérieur du support fait un angle négatif avec la normale de la surface et converge vers un point à l'intérieur de la couche. La lumière atteint à nouveau la mise au point à une distance  $d/2$  après avoir quitté la couche. Cela est vrai pour le cas où  $\epsilon$  et  $\mu$  sont tous deux à  $(-1)$  et que l'indice de réfraction  $n = -\sqrt{\epsilon\mu}$ . L'impédance du milieu  $Z = \sqrt{\mu/\epsilon}$  garde son signe positif. Lorsque  $\epsilon=-1$  et  $\mu=-1$ , le milieu correspond parfaitement à l'air (ou à l'espace libre) et les interfaces ne montrent aucune réflexion. C'est le cas des deux interfaces (air-métamatériau et métamatériau-air) permettant à la lumière d'être parfaitement transmise dans l'espace libre (air).

## 2.4 CONCLUSION

Dans ce chapitre, la simulation 1D et 2D du comportement des ondes dans les couches diélectriques et métamatériaux a été étudiée et codée dans le MATLAB.

La propagation des ondes FDTD-1D à travers les milieux air-diélectrique-air a été étudiée pour des comparaisons avec le comportement des ondes dans les milieux air-métamatériaux-air. La permittivité relative des couches diélectriques ont été définies comme 4.5 et 9, respectivement et de perméabilité égale à (1) ; par conséquent, l'indice de réfraction de la couche diélectrique est positif. Cela a provoqué une réflexion et des ondes transmises qui ont diminué en amplitude dans la couche. Dans la simulation 1D du métamatériau, l'indice de réfraction de la couche de métamatériau est négatif (-1), la permittivité relative et la perméabilité relative sont choisies comme des approches de (-1).

L'indice de réfraction négatif a provoqué une onde arrière (Backward wave) [117] dans la couche de métamatériau. L'observation d'une onde arrière dans la simulation a été un succès. Aussi comme prévu, il n'y avait pas de réflexion, la croissance des ondes était exponentielle à l'intérieur de la couche et une décroissance exponentielle a été observée à l'extérieur. L'onde

arrière attendue a été visualisée dans la simulation 1D qui s'est avérée cohérente avec la littérature, mais puisque d'autres effets LHM comme le comportement parfait de l'objectif nécessitent au moins une simulation 2D, à cette fin, des simulations 2D ont été étudiées.

Différentes structures ont été étudiées pour observer le comportement des ondes dans divers matériaux à indice de réfraction négatif. Les épaisseurs des couches et les distances source-couche ont été choisies comme suggéré par Pendry dans le but d'obtenir un foyer parfait à l'intérieur de la couche et une onde identique à celle envoyée par la source  $d/2$  au loin, après la couche. Une focalisation parfaite n'a été observée que dans les structures (1, 4 et 7), où des couches de métamatériaux ont été utilisées avec un indice de réfraction (-1). Dans la structure 8, l'une des couches a un indice de réfraction (-1) et l'autre (-2). Cela donne l'opportunité de comparer le changement du comportement des ondes dans les métamatériaux lorsque l'indice de réfraction diminue dans le même domaine de calcul.

L'étude réalisée dans ce chapitre, s'avère cohérente avec celle réalisée par Levent Sevgi. Ce dernier a expliqué et essayé différentes structures dans son étude en démontrant clairement la différence entre les indices de réfraction positifs et négatifs.

Dans le présent chapitre, les paramètres sont définis comme suit :

- La distance entre la couche et la source était de 0,75 cm ;
- L'épaisseur de la couche était de 1,5 cm ;
- Le domaine de calcul était de 1000x500 cellules ;
- Une taille de cellule de 0,015 mm.

Toutes les structures étudiées avec la source ponctuelle se sont avérées cohérentes avec les travaux effectués par Levent Sevgi, des différences de focalisation liées à la source et à l'indice de réfraction négatif ont été observées à l'intérieur de la couche de métamatériau. Cette étude peut être étendue pour inclure la conception et les expériences de chaque structure.

Richard W. Ziolkowski a étudié les couches DNG où le domaine de calcul était défini comme 600x200 cellules, épaisseur de couche 200 cellules et la distance entre la source ponctuelle et couche 100 cellules, avec des tailles de cellule de 1 mm. Les structures étudiées dans ce chapitre se sont également avérées cohérentes avec les travaux de Ziolkowski.

D'après ces résultats, on peut dire que les métamatériaux peuvent être utilisés comme une lentille parfaite. Les résultats obtenus peuvent être utilisés pour des recherches ultérieures et peuvent constituer une base pour la réalisation de simulations 3D. Les recherches sur la compréhension des métamatériaux et leur utilisation potentielle resteront un sujet brûlant pendant longtemps.

**3. ÉTUDE DES STRUCTURES  
PÉRIODIQUE PAR  
LA MÉTHODE DE PWE**

### **3. ÉTUDE DES STRUCTURES PÉRIODIQUES PAR LA MÉTHODE DES ONDES PLANES (PWE)**

#### **3.1. INTRODUCTION**

Notre objectif dans ce chapitre, est d'étudier le comportement d'une onde électromagnétique dans des structures périodiques à base des cristaux photoniques par l'utilisation de la méthode de décomposition en ondes planes PWE, donc, il nous faut calculer la structure de bande (courbe de dispersion de la fréquence  $\omega$  en fonction du vecteur d'onde  $k$  dans une structure unidimensionnelle et bidimensionnelle).

Les résultats de simulation présentés dans ce chapitre, sont des variations des bandes interdites de deux type de cristaux photoniques : unidimensionnels sans défauts, et cristaux photoniques bidimensionnels avec et sans défauts. Les cristaux photoniques bidimensionnels sans défauts sont constitués d'un réseau de trous percés dans un matériau diélectrique, ou de colonnes de diélectrique dans l'air.

#### **3.2 MÉTHODE DES ONDES PLANES**

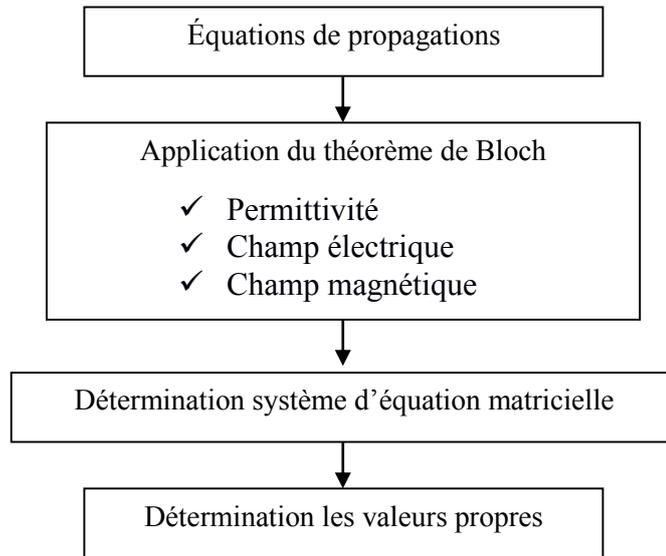
La méthode des ondes planes (PWE) est une technique numérique pour résoudre des problèmes électromagnétiques des structures périodiques. Cette méthode est essentiellement utilisée pour analyser les propriétés dispersives des matériaux à bandes interdites photoniques.

##### **3.2.1 Principe de la méthode des ondes planes**

La méthode est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques en une superposition d'ondes planes. La structure est définie par une cellule et par un réseau périodique. La cellule peut être uniquement le motif du cristal photonique pour un cristal sans défauts. Si l'on veut calculer des structures plus complexes, par exemple des cavités ou des guides d'onde, la méthode des ondes plane doit être adaptée, et on utilise la méthode des supercellules. L'approximation que constitue cette méthode dépend directement du couplage entre les "défauts" du réseau constitué de supercellules. Il est évident que, plus les défauts sont éloignés, plus le couplage sera faible et plus les propriétés dispersives de la structure constituée de supercellules seront proches de celles de la structure ne comprenant qu'un défaut. La méthode de la supercellule s'applique aussi au calcul du diagramme de bandes de cristaux photoniques en présence de défauts étendus [[118](#), [119](#)].

### 3.2.2 Algorithme de la méthode PWE

La méthode des ondes planes peut se résumer à une application du théorème de Bloch sur la permittivité, le champ électrique (E) et le champ magnétique (H) à partir de l'équation de propagation afin de pouvoir calculer les vecteurs d'ondes qui sont les valeurs propres [118, 119]. Le processus de calcul par la méthode PWE est montré dans la **Figure 2.1**.



**Figure 3.1** Processus de calcul par la méthode PWE.

### 3.2.3 Équations de propagation dans un diélectrique

De façon générale, la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu de constante diélectrique  $\epsilon(r)$ , y compris la propagation de la lumière dans un cristal photonique, est décrite par les quatre **équations de Maxwell (1.8-1.11)**.

Avec toutes ces équations, nous allons calculer les expressions des équations de propagation pour les modes *TM* et *TE*. La polarisation en mode *TM* est le cas où le champ magnétique est perpendiculaire au plan d'incidence. On dérive l'**équation (1.10)**, on obtient :

$$\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (3.1)$$

En remplaçant  $\frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t}$  de l'**équation (3.1)** dans l'**équation (1.11)**, on trouve :

$$\vec{\nabla} \times \frac{\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t)}{\epsilon_r(\vec{r})} = -\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (3.2)$$

On peut simplifier cette équation sous la forme suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (3.3)$$

Dans la polarisation en mode  $TE$ , le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence. On prend en considération cette polarisation et on dérive l'équation (1.11) on trouve :

$$\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (3.4)$$

En remplaçant  $\frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t}$  de l'équation (3.4) dans l'équation (1.10), on trouve :

$$\frac{\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\varepsilon_r(\vec{r})} = -\varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (3.5)$$

On peut simplifier cette équation, sous la forme suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \partial \vec{E}(\vec{r}, t) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (3.6)$$

Où  $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}}$  : est la vitesse de la lumière dans le vide.

L'équation (3.4) ou (3.6) d'onde dite équation maîtresse ou encore équation de Helmholtz. Comme les équations de Maxwell sont linéaires, il est possible de séparer la dépendance temporelle de la dépendance spatiale et chercher des solutions de type harmonique telles que :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{-i\omega t} \quad (3.7)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{-i\omega t} \quad (3.8)$$

Où  $\omega$  : la pulsation de mouvement des champs électriques et magnétique.

En remplaçant l'équation (3.7) dans les équations (1.8), on trouve :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (3.9)$$

$$\left( \vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) \right) \mu = \left( \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \right) \mu$$

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{B}(\vec{r}) \quad (3.10)$$

En remplaçant l'équation (3.8) dans les équations (1.11), on trouve :

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) \quad (3.11)$$

$$\left( \frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) \right) \varepsilon = \left( \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) \right) \varepsilon$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{D}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{D}(\vec{r}) \quad (3.12)$$

On appelle ces équations (3.10) et (3.12) les équations de propagation (dite équation de Helmholtz). L'onde plane sinusoïdale constitue une solution particulière de l'équation de propagation (le mode *TE* ou le mode *TM*). L'utilisation d'une onde plane est très courante dans les modélisations électromagnétiques.

En développant les équations (3.7) et (3.9) de champ électrique sur un système de coordonnées cartésiennes, on trouve :

$$\frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial x \partial z} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} E_x \quad (3.13a)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial y} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial y} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} E_y \quad (3.13b)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y \partial z} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} E_z \quad (3.13c)$$

En multipliant par, les équations deviennent :

$$\frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2 D_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 D_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 D_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 D_z}{\partial x \partial z} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} D_x \quad (3.14a)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2 D_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 D_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 D_z}{\partial z \partial y} + \frac{\partial^2 D_x}{\partial x \partial y} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} D_y \quad (3.14b)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2 D_z}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 D_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 D_x}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 D_y}{\partial y \partial z} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} D_z \quad (3.14c)$$

Concernant le champ magnétique, en simplifiant les **équations (3.4)**, on trouve :

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\varepsilon_r} \right) \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) + \left( \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\varepsilon_r} \right) \left( \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) \\ + \frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial x \partial z} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} H_x \end{aligned} \quad (3.15a)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\varepsilon_r} \right) \left( \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + \left( \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\varepsilon_r} \right) \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ + \frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial x \partial y} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} H_y \end{aligned} \quad (3.15b)$$

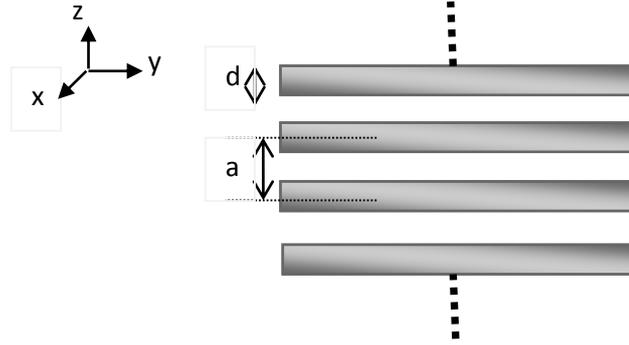
$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\varepsilon_r} \right) \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) + \left( \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\varepsilon_r} \right) \left( \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ + \frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y \partial z} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} H_z \end{aligned} \quad (3.15c)$$

### 3.2.4 Étude des cristaux photoniques 1D par la méthode des ondes planes

Les matériaux à bandes photoniques interdites unidimensionnels (1D) possèdent une permittivité électrique périodique dans une direction **Figure 3.2**. Dans le cas où les cristaux photoniques à une dimension, nous avons :

$$\vec{r} = z\vec{k} \quad (3.16)$$

$\vec{r}$ : Un vecteur du réseau direct dans le plan (z).



**Figure 3.2** Cristaux photoniques 1D.

Pour étudier la propagation dans la structure 1D et selon les axes  $z$  et  $y$ , nous avons considéré la direction de propagation est selon l'axe  $\vec{Oz}$ , ce qui revient à dire que les champs électrique et magnétique selon l'axe  $Oz$  sont nuls ( $E_z=0$ ,  $H_z=0$ ). Pour une polarisation TM (le champ électrique  $E$  est parallèle aux barreaux de la structure considérée), l'équation (3.15b) de propagation dévient :

$$\frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y - \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_y \right) = \frac{\omega^2}{c^2} E_y \quad (3.17)$$

Pour une polarisation TE (le champ électrique  $H$  est parallèle aux barreaux de la structure considérée), l'équation (3.14b) de propagation dévient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial H_y}{\partial z} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} H_y \quad (3.18)$$

On prend en considération de la périodicité de la permittivité, l'équation d'onde se résout en décomposant les champs électrique et magnétique en ondes planes. Le théorème de Bloch permet d'écrire la fonction (soit la permittivité, champs électrique et magnétique) sous la forme suivante :  $\psi_{\mathbf{k}}(\vec{r}) = u_{\mathbf{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$  (avec  $u_{\mathbf{k}}(\vec{r})$  fonction de Bloch). Donc, il est possible de décomposer ces fonctions en série de Fourier car le milieu est périodique. La décomposition en série de Fourier impose la définition d'une base de vecteurs orthogonaux aux vecteurs de bases qui portent la périodicité du problème. A ce dernier, on fait correspondre un réseau réciproque formant la base de décomposition en série de Fourier [118, 119].

$$\frac{1}{\varepsilon_r(z)} = \chi(z) = \sum \chi_n e^{i\frac{2\pi n}{a}z} \quad (3.19)$$

$$E_y(z) = \sum e_n e^{j(k_z + \frac{2\pi n}{a})z} \quad (3.20)$$

Où  $k_z$  : C'est le vecteur d'onde appartenant à la première zone de Brillouin,

$\frac{2\pi n}{a} = G' = G''$  : C'est le vecteur du réseau réciproque

$\chi_m$  et  $e_n$  : Sont les coefficients de Fourier.

$n$  : C'est le nombre des ondes planes

Dans le but de trouver l'équation de propagation dans les cristaux photonique 1D pour le mode TE, on remplace les **équations (3.19&3.20)** dans les **équations (3.17)**, on trouve :

$$\sum_n \chi \cdot e^{j\frac{2\pi n}{a}z} \cdot \sum_n e_n \cdot e^{j\frac{2\pi n}{a}z} \cdot e^{jk_z z} \cdot \left(\frac{2\pi n}{a} + k_z\right)^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_n e_n e^{j\frac{2\pi n}{a}z} e^{-jk_z z} \quad (3.21)$$

On peut écrire cette équation sous la forme :

$$\sum_n \chi(G''). e^{iG''z} \cdot \sum_n e_n \cdot e^{iG'z} \cdot e^{ik_z z} \cdot (G' + k_z)^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_n e_n e^{iG'z} e^{ik_z z} \quad (3.22)$$

En tenant compte  $G = G'' + G'$ , l'**équation (3.22)** devient :

$$\sum_n \sum_n \chi(G - G'). e^{i(G-G')z} \cdot e_n(G'). e^{iG'z} \cdot e^{ik_z z} \cdot (G' + k_z)^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_n e_n e^{iG'z} e^{ik_z z} \quad (3.23)$$

$$\sum_n \sum_n \chi(G - G'). e_n(G'). e^{i(G-G')z} \cdot e^{i(G'+k_z)z} \cdot (G' + k_z)^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_n e_n(G'). e^{i(G'+k_z)z} \quad (3.24)$$

$$\sum_n \sum_n \chi(G - G'). e_n(G'). e^{i(G+k_z)z} \cdot (G' + k_z)^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_n e_n(G'). e^{i(G'+k_z)z} \quad (3.25)$$

On fait la projection sur la base  $e^{i(G+k_z)z}$ , l'**équation (3.25)** devient :

$$\sum_n \chi(G - G'). e_n(G'). (G' + k_z)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} e_n(G') = 0 \quad (3.26)$$

L'équation de propagation dans les cristaux photonique 1D pour le mode TM est donné par :

$$\sum_n \chi(G - G'). (G' + k_z)^2 \cdot h_n(G') - \frac{\omega^2}{c^2} h_n(G') = 0 \quad (3.27)$$

On peut mettre l'équation (3.30) sous la forme :

$$\sum_n A_{n,n} e_n - \frac{\omega^2}{c^2} e_n = 0 \quad (3.28)$$

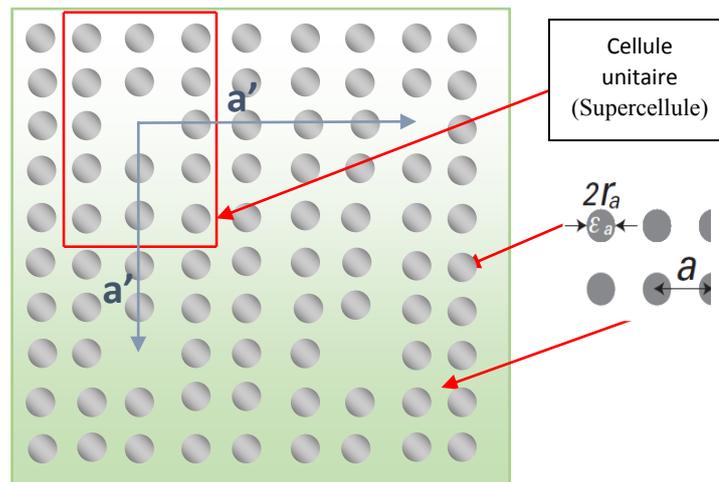
$$A_{n,n} = (G' + k_z)^2 \chi \quad (3.29)$$

Si on prend par exemple  $n = (-2, -1, 0, 1, 2)$  et  $m = (-2, -1, 0, 1, 2)$ , le système résultant est donné par :

$$\begin{pmatrix} A_{-2,-2} & A_{-2,-1} & A_{-2,0} & A_{-2,1} & Q_{-2,2} \\ A_{-1,-2} & A_{-1,-1} & A_{-1,0} & A_{-1,1} & Q_{-1,2} \\ A_{0,-2} & A_{0,-1} & A_{0,0} & A_{0,1} & Q_{0,2} \\ A_{1,-2} & A_{1,-1} & A_{1,0} & A_{1,1} & Q_{1,2} \\ A_{2,-2} & A_{2,-1} & A_{2,0} & A_{2,1} & Q_{2,2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_{-2} \\ e_{-1} \\ e_0 \\ e_1 \\ e_2 \end{pmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{pmatrix} e_{-2} \\ e_{-1} \\ e_0 \\ e_1 \\ e_2 \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

### 3.2.5 Étude des cristaux photoniques 2D par la méthode des ondes planes

Dans cette section, on considère une structure périodique à deux dimensions dans la **Figure 3.3**, sur cette figure on a des trous cylindriques d'air (ou diélectrique) de permittivité diélectrique relative ( $\epsilon_2$ ), percés dans un matériau de constante diélectrique de permittivité diélectrique relative ( $\epsilon_1$ ) suivant un motif carré.



**Figure 3.3** Notion de supercellule dans le cas d'un défaut ponctuel.

Pour trouver les équations de propagation de structure cristaux photoniques bidimensionnelle, on considère que  $r$  est suivant deux directions.

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} \quad (3.31)$$

Pour étudier la propagation dans la structure 2D, nous avons considéré les directions de propagation sont selon l'axe  $\vec{ox}$ , et  $\vec{oy}$  ce qui donne ( $E_x=E_y=0$ ,  $H_x=H_y=0$ ) Pour une polarisation *TM* (le champ électrique  $E$  est parallèle aux barreaux de la structure considérée), les équations de propagation pour les modes *TE* et *TM* sont :

$$\frac{1}{\varepsilon_r} \left( \frac{\partial^2 E_Z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_Z}{\partial y^2} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} E_Z \quad (3.32)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\varepsilon_r} \right) \left( -\frac{\partial H_Z}{\partial x} \right) + \left( \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\varepsilon_r} \right) \left( -\frac{\partial H_Z}{\partial y} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} H_Z \quad (3.33)$$

Comme  $\varepsilon_r(\vec{r})$ ,  $\vec{E}(\vec{r})$  et  $\vec{H}(\vec{r})$  satisfont le théorème de Bloch, nous pouvons décomposer en séries de Fourier sous les formes suivantes :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{e}_k \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (3.34)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{h}_k(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (3.35)$$

Alors, Il est possible de développer  $\varepsilon_r(\vec{r})$ ,  $e_k(\vec{r})$  et  $h_k(\vec{r})$  en séries de Fourier :

✓ Développement en séries de Fourier :

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} = \chi(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}'} \chi(\vec{G}') \cdot e^{i\vec{G}' \cdot \vec{r}} \quad (3.36)$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = e_k(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} e_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \sum_{\vec{G}} e_k(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{k}) \cdot \vec{r}} \quad (3.37)$$

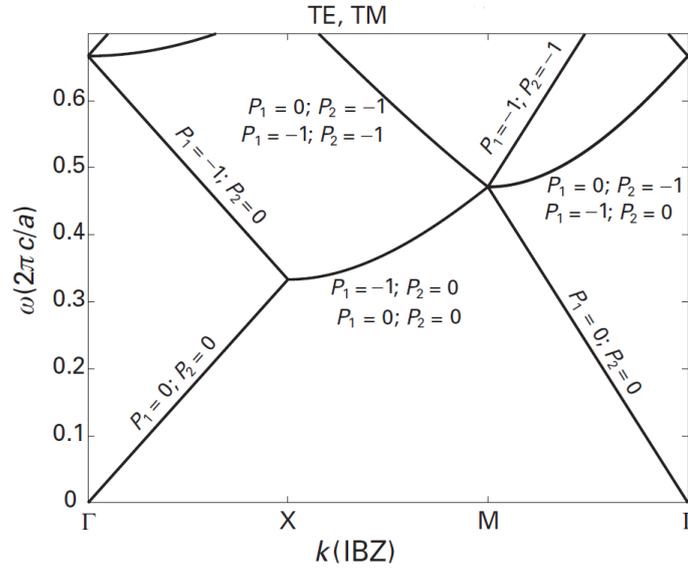
$$\vec{H}(\vec{r}) = h_k(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} h_k(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \sum_{\vec{G}} h_k(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{k}) \cdot \vec{r}} \quad (3.38)$$

Où

$\vec{r}$  : C'est le vecteur de réseau carré directe, il est donné par  $\vec{r} = n_1 \vec{a}_1 + m_2 \vec{a}_2$  (avec  $a_1 = (1, 0)$  et  $a_2 = (0, 1)$ ).

$\vec{G}$  : C'est le vecteur de réseau carré réciproque, il est donné par  $\vec{G} = P_1 \vec{b}_1 + P_2 \vec{b}_2$  (avec  $b_1 = \frac{2\pi}{a}(1, 0)$  et  $b_2 = \frac{2\pi}{a}(0, 1)$ ), la distribution des valeurs de  $P_1$  et  $P_2$  dans le diagramme de dispersion **Figure 3.4**.

$\chi(\vec{G}'')$ ,  $e_{\vec{k}}(\vec{G})$  et  $h_{\vec{k}}(\vec{G})$  : sont les composantes dans l'espace réciproque (qui l'on peut trouver par l'intégrale de Fourier (Coefficients de Fourier)).



**Figure 3.4** Distribution des valeurs de  $P_1$  et  $P_2$  dans le diagramme de dispersion.

On remplace les équations (3.36) et (3.38) dans les équations (3.33) on obtient :

$$\vec{\nabla} \times \left( \sum_{\vec{G}''} \chi(\vec{G}'') \cdot e^{i\vec{G}'' \cdot \vec{r}} \cdot \vec{\nabla} \times \sum_{\vec{G}} h_{\vec{k}}(\vec{G}') \cdot e^{i(\vec{G}' + \vec{k}) \cdot \vec{r}} \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} h_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G} + \vec{k}) \cdot \vec{r}} = 0 \quad (3.39)$$

$$\vec{\nabla} \times \left( \sum_{\vec{G}' \in \vec{G}} \chi(\vec{G}') \cdot e^{i\vec{G}' \cdot \vec{r}} \cdot \vec{\nabla} \times \sum_{\vec{G}} h_{\vec{k}}(\vec{G}') \cdot e^{i(\vec{G}' + \vec{k}) \cdot \vec{r}} \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} h_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G} + \vec{k}) \cdot \vec{r}} = 0 \quad (3.40)$$

$$\text{Où } \vec{G} = \vec{G}' + \vec{G}'' \Rightarrow \vec{G}'' = \vec{G} - \vec{G}'$$

L'équation (3.40) devient :

$$\vec{\nabla} \times \left( \sum_{\vec{G}' \in \vec{G}} \chi(\vec{G} - \vec{G}') \cdot e^{i(\vec{G} - \vec{G}') \cdot \vec{r}} \cdot \vec{\nabla} \times \sum_{\vec{G}} h_{\vec{k}}(\vec{G}') \cdot e^{i(\vec{G}' + \vec{k}) \cdot \vec{r}} \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} h_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G} + \vec{k}) \cdot \vec{r}} = 0 \quad (3.41)$$

$$\left( \sum_{\vec{G}' \in \vec{G}} \chi(\vec{G} - \vec{G}') (\vec{G} - \vec{G}') \cdot e^{i(\vec{G} - \vec{G}') \cdot \vec{r}} \cdot \sum_{\vec{G}} h_{\vec{k}}(\vec{G}') (\vec{G}' + \vec{k}) \cdot e^{i(\vec{G}' + \vec{k}) \cdot \vec{r}} \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} h_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G} + \vec{k}) \cdot \vec{r}} = 0 \quad (3.42)$$

$$\sum_{\vec{G}' \in \vec{G}} \sum_{\vec{G}} (\vec{G} - \vec{G}') \cdot (\vec{G}' + \vec{k}) \cdot \chi(\vec{G} - \vec{G}') \cdot h_{\vec{k},n}(\vec{G}') e^{i(\vec{G} + \vec{k}) \cdot \vec{r}} - \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} h_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G} + \vec{k}) \cdot \vec{r}} = 0 \quad (3.43)$$

On fait la projection sur la base  $e^{i(\vec{G}+\vec{k})z}$ , l'équation (3.43) devient :

$$\sum_{\vec{G}' \in \vec{G}} \chi(\vec{G} - \vec{G}') (\vec{G} - \vec{G}') \cdot (\vec{G}' + \vec{k}) \cdot h_{\vec{k},n}(\vec{G}') - \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} h_{\vec{k}}(\vec{G}) = 0 \quad (3.44)$$

La somme de l'équation (3.44) tronquée à l'ordre N permet d'écrire sous forme matricielle :

$$A * h_{\vec{k},n}(\vec{G}') - \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} h_{\vec{k}}(\vec{G}) = 0 \quad (3.45)$$

$$[A] = \sum \chi(\vec{G} - \vec{G}') ((\vec{G} - \vec{G}')(\vec{G}' + \vec{k})) \quad (3.46)$$

L'expression de la matrice  $[A]$  est donnée par :

$$[A] = \begin{bmatrix} A_{G1,G'1} & A_{G1,G'2} & \cdots & A_{G1,G'P} \\ A_{G2,G'1} & & \ddots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ A_{GP,G'1} & & \cdots & A_{GP,G'P} \end{bmatrix} \quad (3.47)$$

L'équation (3.44) peut se mettre sous la forme :

$$\left[ A - \left( \frac{\omega^2}{c^2} \right) * I \right] * h_{\vec{k}} = 0 \quad (3.48)$$

Où  $I$  : la matrice d'unité.

Dans le but de calculer les fréquences autorisées à se propager dans le cristal photonique, on doit trouver les valeurs propres  $\frac{\omega^2}{c^2}$  de l'équation (3.48) caractéristique pour chaque  $k$  entre  $\left\{ -\frac{\pi}{a} \text{ et } \frac{\pi}{a} \right\}$ , c'est-à-dire la première zone de Brillouin (IBZ). On fait cette égalité :

$$\left[ A - \left( \frac{\omega^2}{c^2} \right) * I \right] * h_{\vec{k}} = 0 \Leftrightarrow (A - \lambda)x = 0 \quad (3.49)$$

Où  $A$  : c'est une matrice carré

$\lambda$  : c'est les valeurs propres qui égales  $\frac{\omega}{c}$

$x$  : sont vecteurs propres de la matrice correspondant à  $h_{\vec{k}}$ .

$$\begin{aligned}
 a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + \dots + a_{1P}x_P &= \lambda x_1 \\
 a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + \dots + a_{2P}x_P &= \lambda x_2 \\
 &\vdots \\
 a_{P1}x_1 + a_{P2}x_2 + \dots + a_{PP}x_P &= \lambda x_P
 \end{aligned} \tag{3.50}$$

Ce système peut être réécrit sous la forme suivante:

$$\begin{aligned}
 (a_{11} - \lambda)x_1 + a_{12}x_2 + \dots + a_{1P}x_P &= 0 \\
 a_{21}x_1 + (a_{22} - \lambda)x_2 + \dots + a_{2P}x_P &= 0 \\
 &\vdots \\
 a_{P1}x_1 + a_{P2}x_2 + \dots + (a_{PP} - \lambda)x_P &= 0
 \end{aligned} \tag{3.51}$$

Pour que le système (3.51) puisse avoir des solutions non triviales, il est nécessaire que le déterminant du système pour être égale à zéro:

$$\begin{bmatrix}
 (a_{11} - \lambda) & a_{12} & \dots & a_{1P} \\
 a_{21} & (a_{22} - \lambda) & \dots & a_{2P} \\
 \vdots & & \ddots & \vdots \\
 a_{P1} & a_{P2} & & (a_{PP} - \lambda)
 \end{bmatrix} = 0 \tag{3.52}$$

Les solutions de cette équation sont les valeurs propres (fréquence relative)  $\omega_r = \frac{\omega a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda}$  qui représentent les courbes de dispersion.

### 3.3 CRISTAUX PHOTONIQUES À UNE DIMENSION

Dans cette partie, les structures étudiées sont des cristaux photoniques unidimensionnels (1D-PCs), composées d'une alternance périodique dans une seule direction de l'espace, de deux milieux de constantes diélectriques ( $\epsilon_1, \epsilon_2$ ) et des épaisseurs ( $d_1, d_2$ ) **Tableau 3.1**.

Les diagrammes de bandes de dispersion de la structure considérée sont présentés avec une polarisation de l'onde (TM) sur les **Figures 3.5-3.7**. Les diagrammes obtenus ont été calculés par la méthode de décomposition des ondes planes PWE, en utilisant le code MATLAB.

**Tableau 3.1** Les paramètres des structures 1D-PCs utilisés.

	Structure 1		Structure 2		Structure 3	
$\epsilon_1$	13.1	13.1	1.0	1.0	13.1	13.1
$\epsilon_2$	13.1	13.1	13.1	13.1	1.0	1.0
$d_1$ ( $\mu\text{m}$ )	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
$d_2$ ( $\mu\text{m}$ )	0.1	0.2	0.1	0.2	0.1	0.2

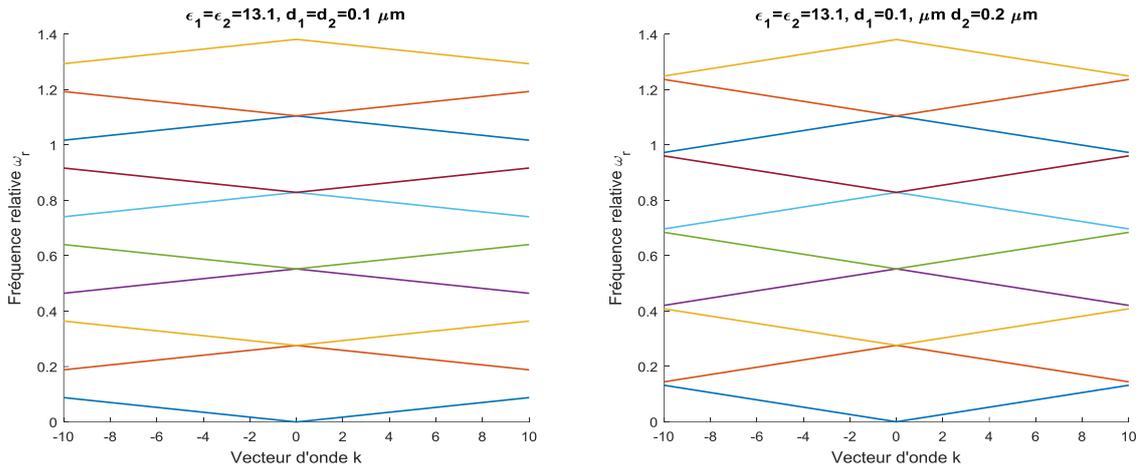


Figure 3.5 Diagramme de bandes de la structure 1.

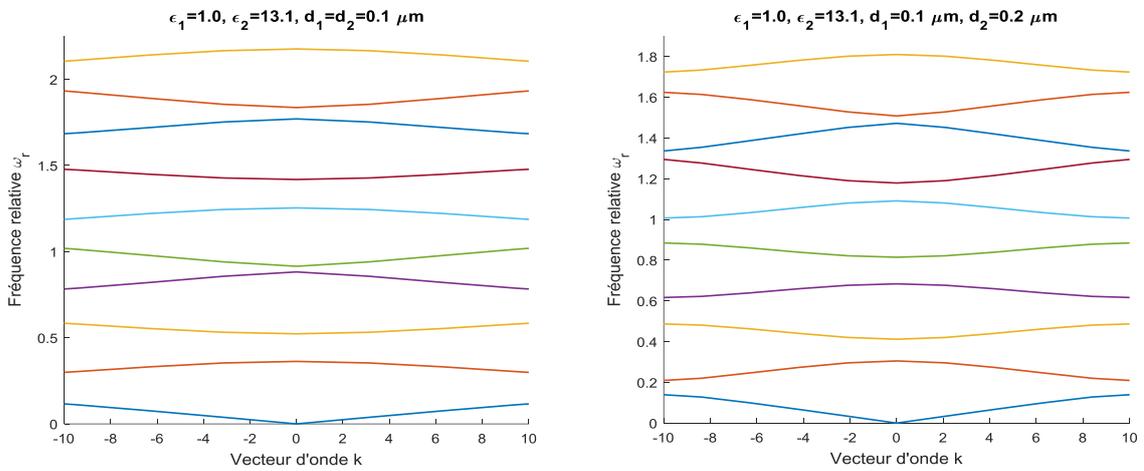


Figure 3.6 Diagramme de bandes de la structure 2.

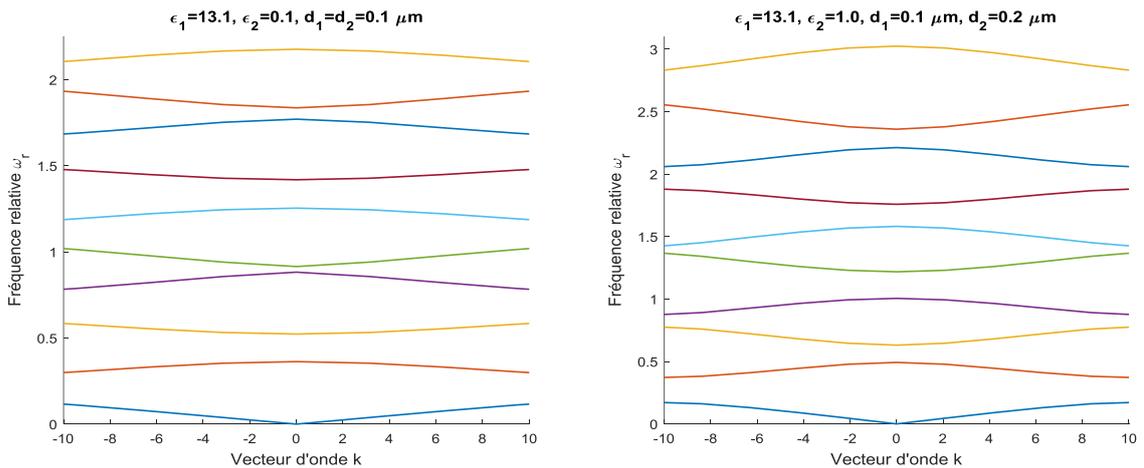


Figure 3.7 Diagramme de bandes de la structure 3.

Les **Figures 3.6-3.7**, montrent que la largeur et le nombre de bande interdite varient proportionnellement avec la variation des paramètres de cristal photonique à une dimension (les

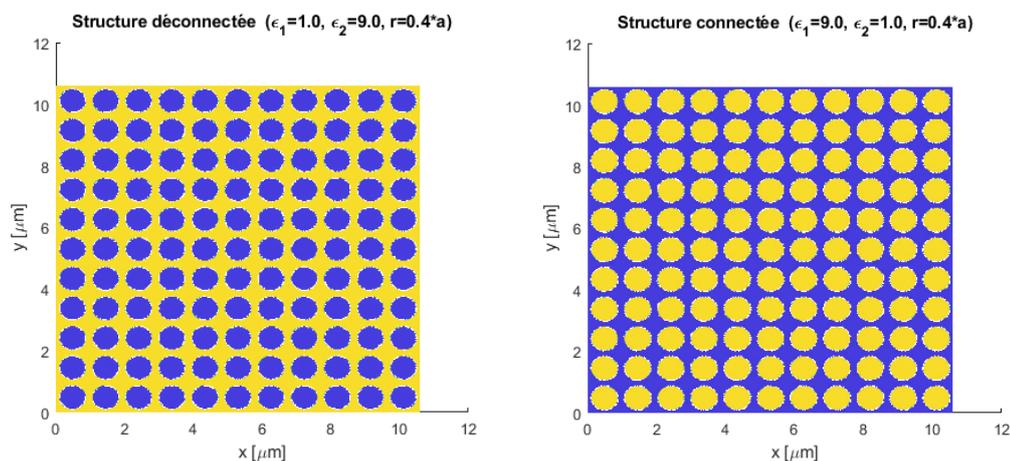
constantes diélectriques ( $\epsilon_1, \epsilon_2$ ) et les épaisseurs ( $d_1, d_2$ ). Lorsque  $\epsilon_1 = \epsilon_2$ , on observe que toutes les bandes interdites sont reliées, cela signifie qu'il n'y a aucune bande interdite photonique qui empêche la propagation des ondes. Le **Tableau 3.2** présente le nombre et les valeurs de bandes interdites BIPs des structures 2 et 3.

**Tableau 3.2** Nombre et la largeur des bandes interdites BIPs d'une structure 1D-PC.

BIP [THz]		1 <sup>ère</sup>	2 <sup>ème</sup>	3 <sup>ème</sup>	4 <sup>ème</sup>	5 <sup>ème</sup>	6 <sup>ème</sup>	7 <sup>ème</sup>	8 <sup>ème</sup>	9 <sup>ème</sup>
<b>Structure 2</b>	$d_2=0.1$	267	237	277.5	48	247.5	237	300	90	252
	$d_2=0.2$	60	107	125	130	118	86	30	35	92
<b>Structure 3</b>	$d_2=0.1$	277.5	228	285	465	252	247.5	300	90	270
	$d_2=0.2$	180	135	122	200	40	170	180	140	270

### 3.4 CRISTAUX PHOTONIQUES A DEUX DIMENSION

Un cristal photonique à deux dimensions est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace. Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. On peut placer des tiges diélectriques dans l'air (structure déconnectée), ou on peut aussi être constitué d'un ensemble de trous percés dans une matrice diélectrique (structure connectée). La structure est définie par des tiges de rayon 'r' et période 'a', avec des constantes diélectriques  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ . Les structures que nous traitons sont des réseaux de tiges rangés selon une maille carrée de (11×11) **Figure 3.8**.



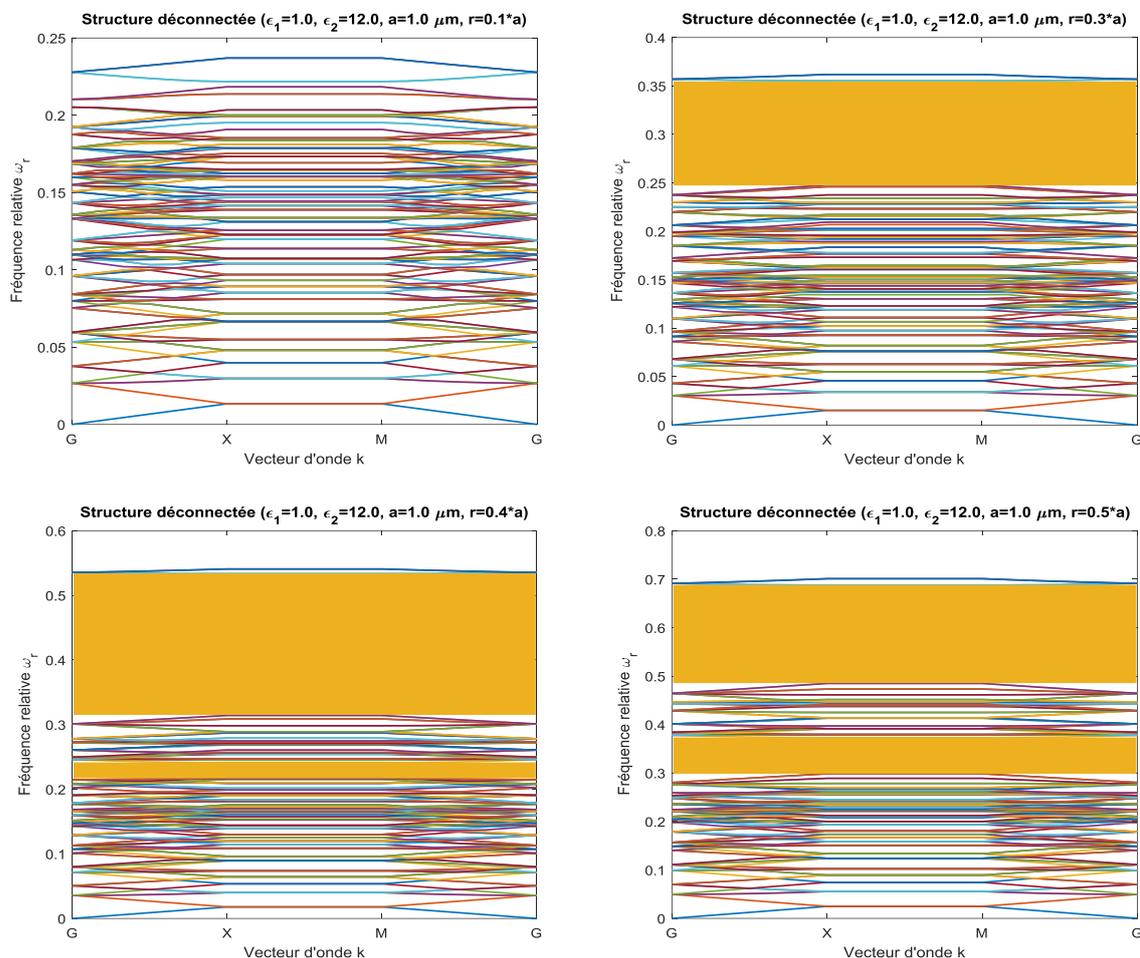
**Figure 3.8** Tracé d'une structure 2D-PC carrée (11×11) (avec  $a=1.0\mu\text{m}$  et  $r=0.4*a$ ).

#### 3.4.1 Effet de variation de facteur de remplissage

On définit le facteur de remplissage comme le rapport entre l'épaisseur de la couche diélectrique de haut indice et la période du réseau. Pour le cristal photonique bidimensionnel, le facteur de remplissage (f) désigne le rapport entre l'aire du motif et l'aire de la cellule

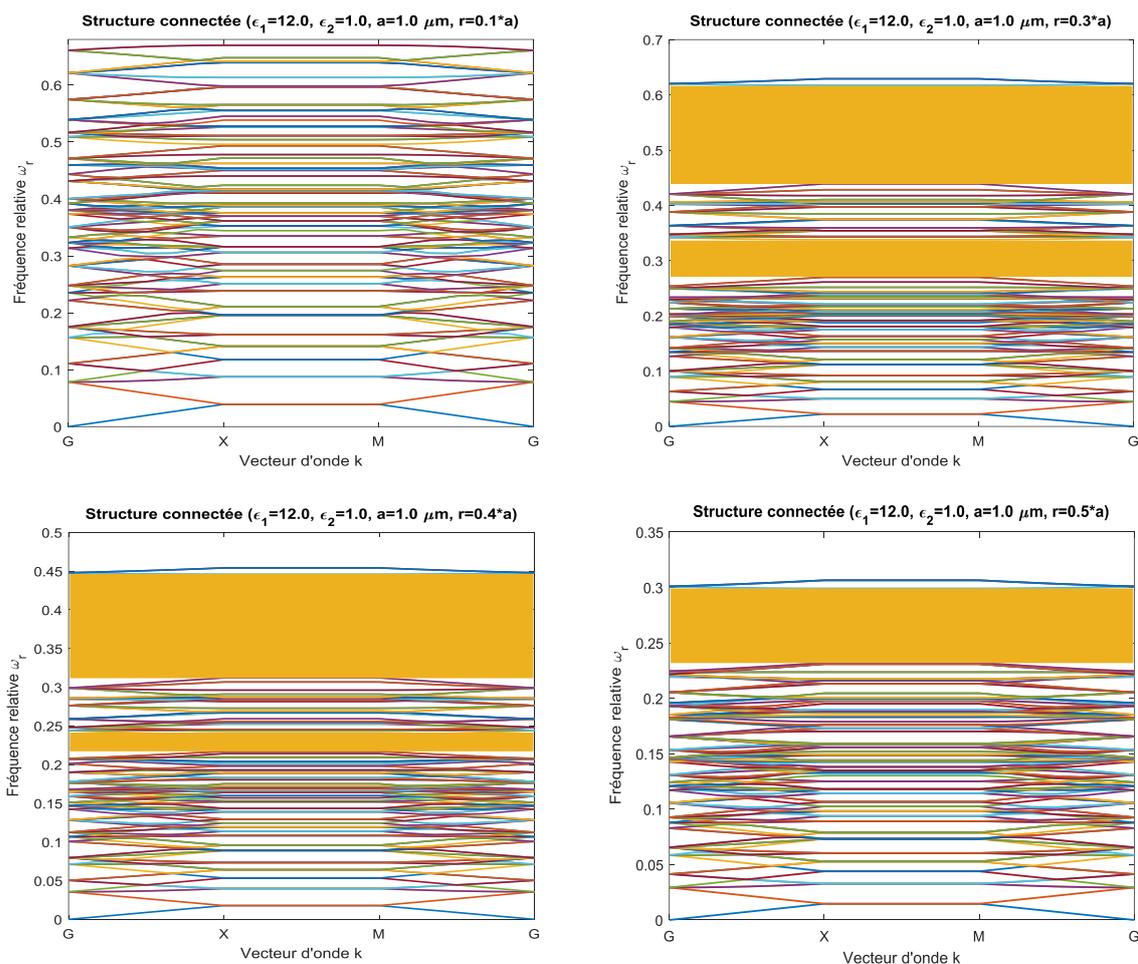
élémentaire du réseau considéré. Dans le cas de motifs circulaires de rayon ( $r$ ) dans un cristal carré de période ( $a$ ), on peut définir le facteur de remplissage dans l'air  $f=\pi(r/a)^2$ .

Nous allons analyser la variation du facteur de remplissage pour un réseau carré ( $11\times 11$ ) d'une structure déconnectée et connectée 2D-PCs avec **Figure 3.9 -3.10**.

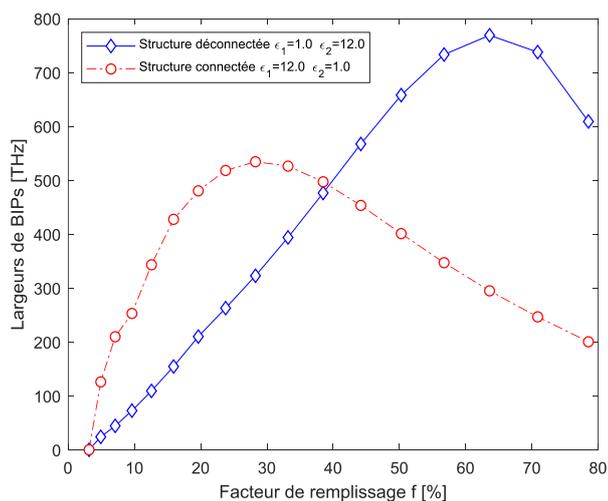


**Figure 3.9** Diagramme de bandes pour différentes valeurs de facteur de remplissage d'une structure déconnectée.

Dans les **Figures 3.9** et **3.10**, nous avons tracé les variations de courbes de diagramme de bande pour des différentes valeurs de facteur de remplissage (3%, 28%, 50%, et 78.5%) en fixant la période ( $a=1\mu\text{m}$ ), nous observons de larges bandes interdites lorsqu'on choisit des valeurs du facteur de remplissage à partir de  $f=50\%$  pour la structure déconnectée est entre (28 -50%) pour la structure connectée **Tableau 3.3** et **Figures 3.11**.



**Figure 3.10** Diagramme de bandes pour différentes valeurs de facteur de remplissage d'une structure connectée.



**Figure 3.11** Les largeurs de bandes interdites BIPs en fonction du facteur de remplissage.

**Tableau 3.3** Les BIPs en fonction des différentes valeurs de facteur de remplissage.

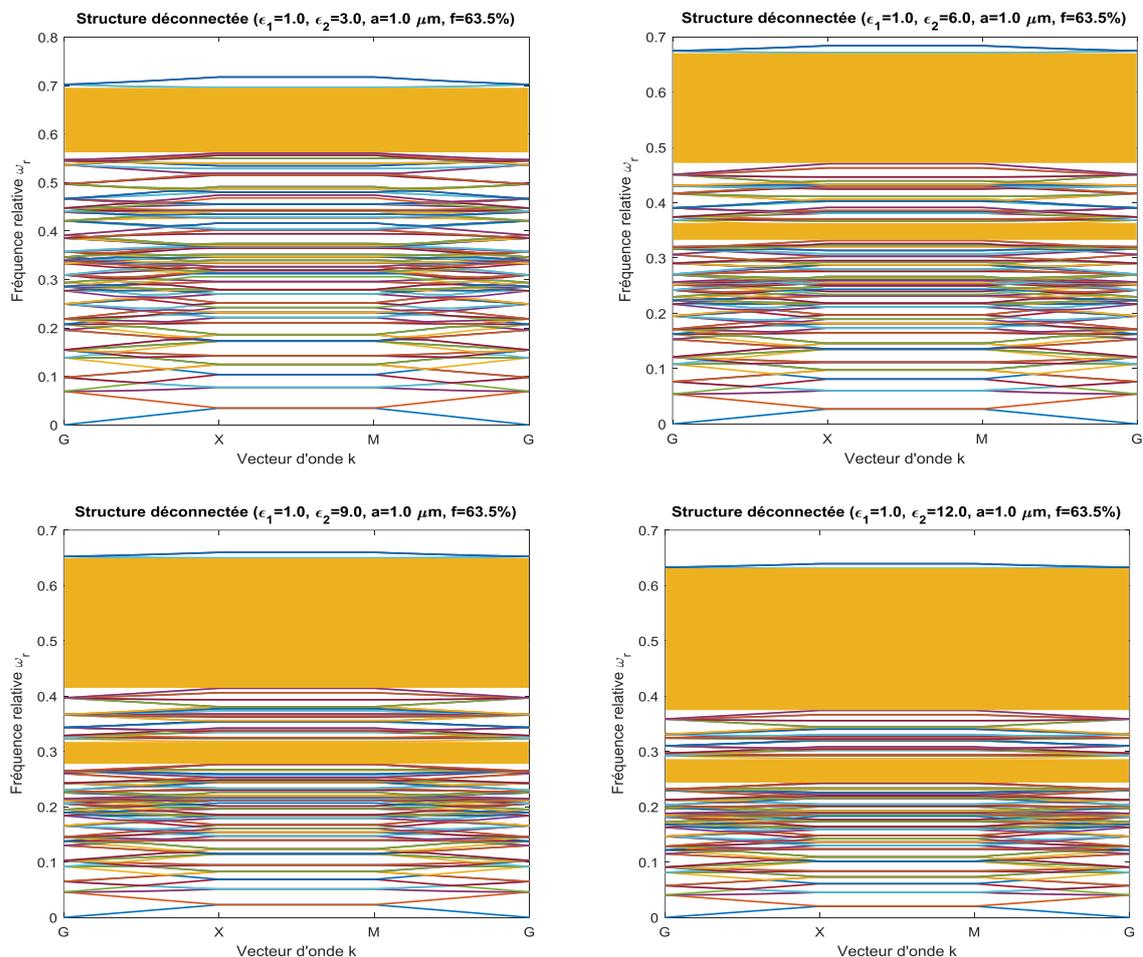
	$r/a$	<b>0.1</b>	<b>0.3</b>	<b>0.4</b>	<b>0.5</b>
<b>Structure déconnectée</b>	BIP [THz]	0	322.8	657.9	609.0
<b>Structure connectée</b>	BIP [THz]	0	534.3	401.1	200.4

### 3.4.2 Effet de la variation de la permittivité diélectrique

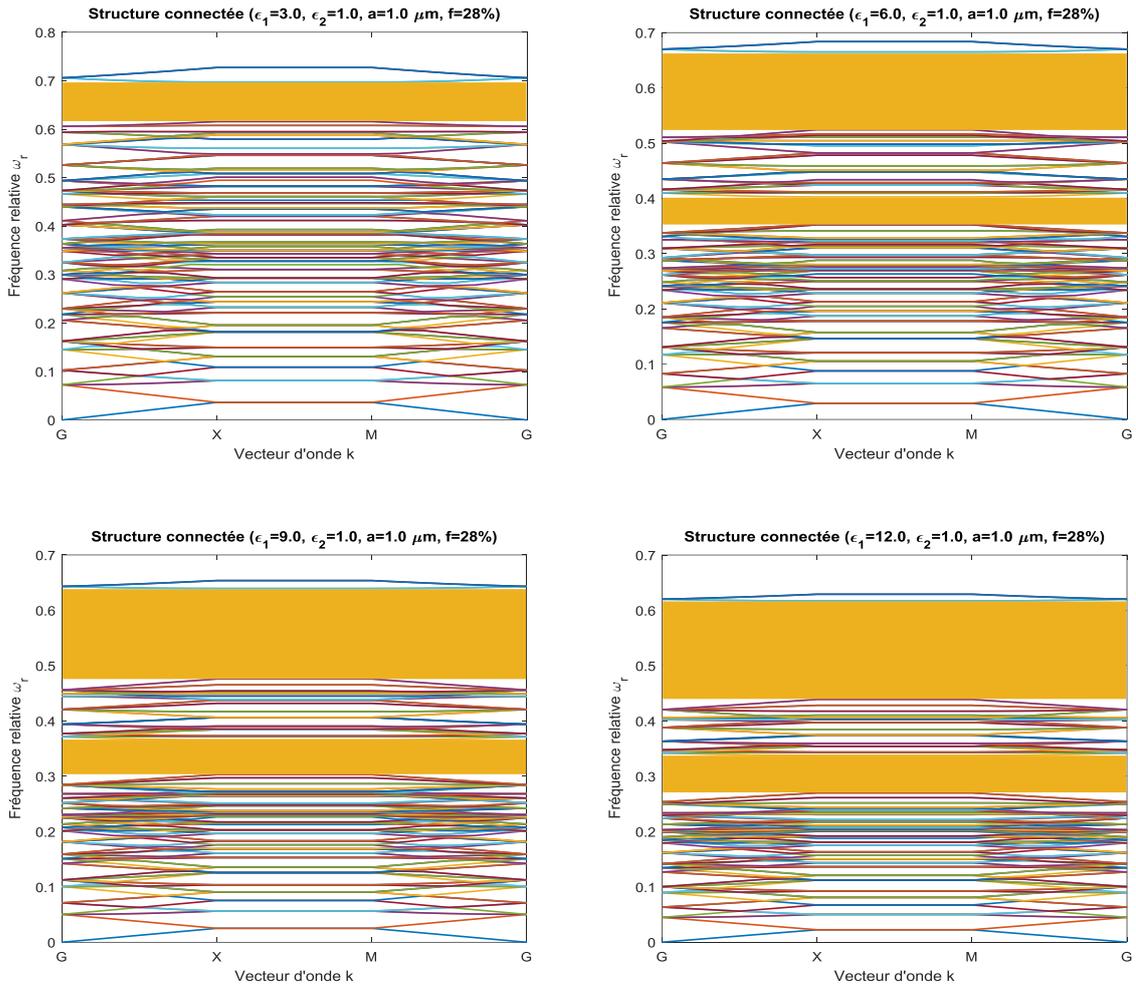
Après avoir vu l'influence des paramètres géométriques (facteur de remplissage) sur la bande interdite photonique, il est intéressant aussi d'étudier l'influence de la variation de la permittivité diélectrique.

Dans les **Figures 3.12 et 3.13**, nous avons tracé le diagramme de dispersion en fonction de la permittivité diélectrique, les structures considérées sont des cristaux photoniques composés des trous diélectriques dans l'air (structure déconnectée) et des trous d'air percés dans une matrice diélectrique (structure déconnectée) avec une période  $a=1,0\mu\text{m}$  pour la polarisation TM.

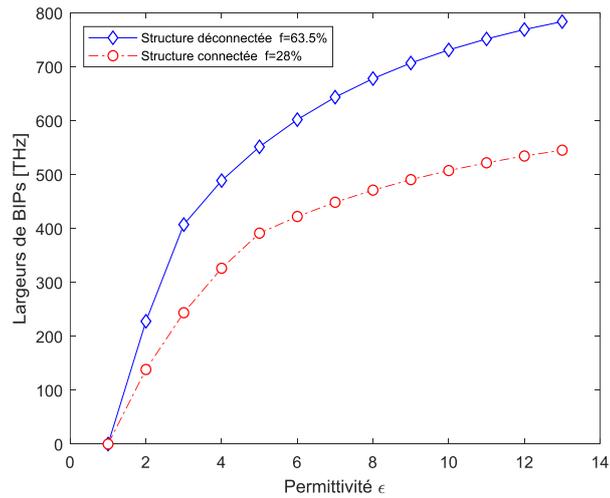
Nous avons observé que la largeur et le nombre de bande interdite sont variés proportionnellement avec la variation de la constante diélectrique, donc on obtient des larges bandes pour des valeurs plus élevées de la constante diélectrique **Figure 3.14 et Tableau 3.4**.



**Figure 3.12** Diagramme de bandes pour différentes valeurs de la permittivité  $\epsilon_2$  d'une structure déconnectée.



**Figure 3.13** Diagramme de bandes pour différentes valeurs de la permittivité  $\epsilon_1$  d'une structure connectée.



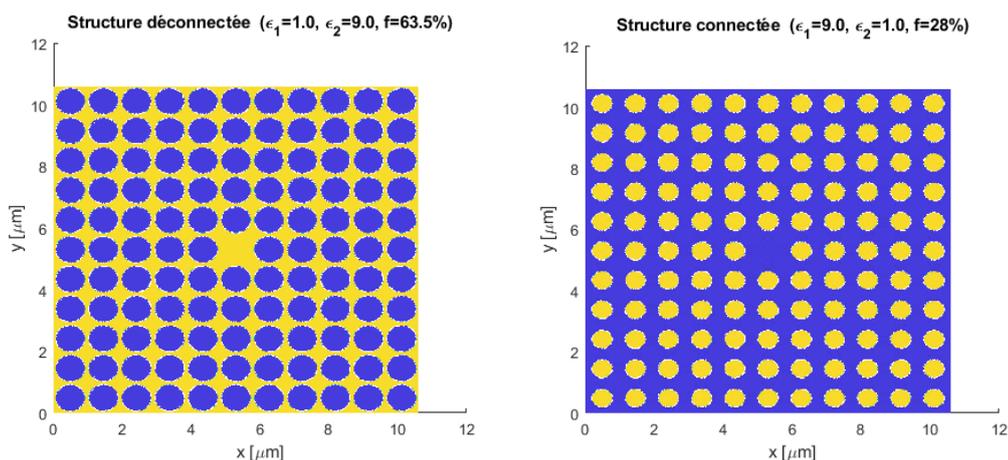
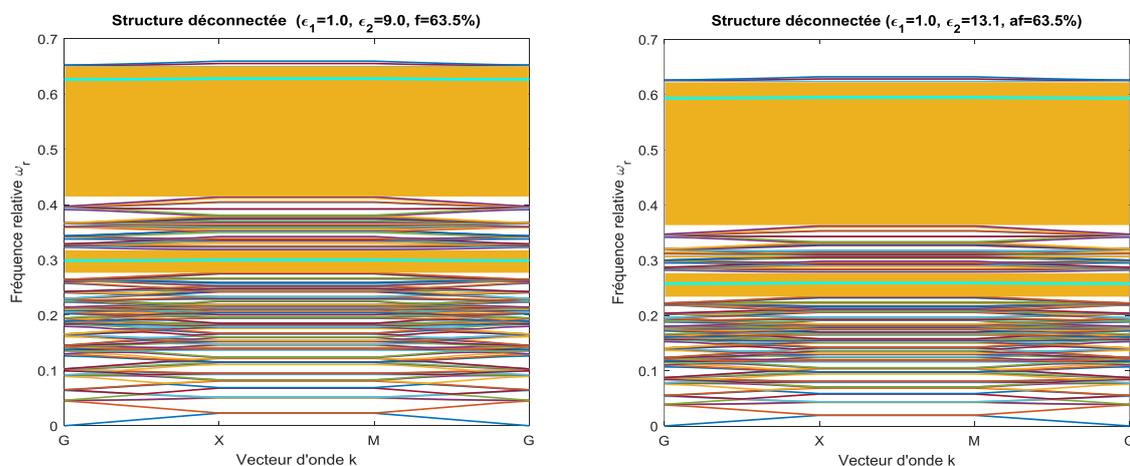
**Figure 3.14** Variation des valeurs de BIPs en fonction de la primitivité diélectrique  $\epsilon$ .

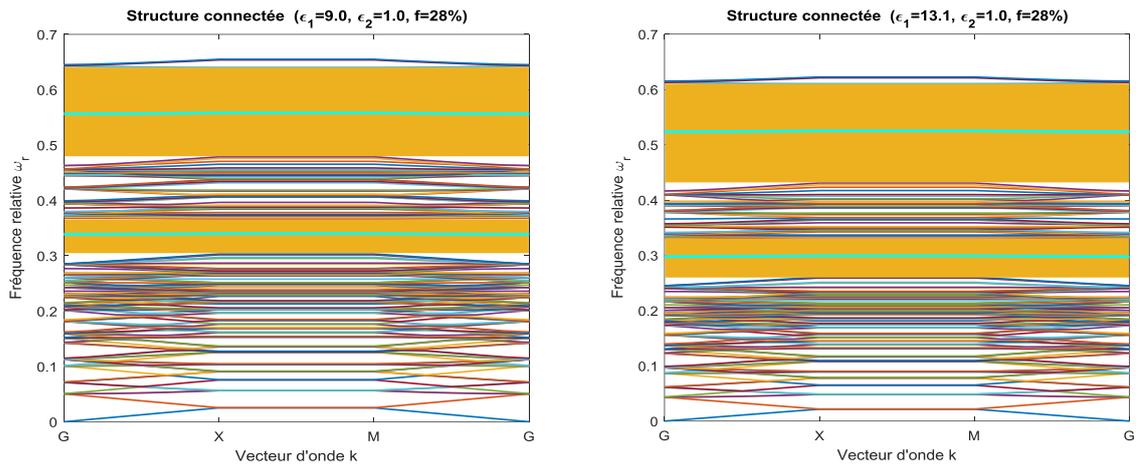
**Tableau 3.4** Les BIPs en fonction des différentes valeurs de la permittivité diélectrique.

Structure déconnectée ( $\epsilon_1=1.0$ & $f=63.5\%$ )				
$\epsilon_2$	<b>3.0</b>	<b>6.0</b>	<b>9.0</b>	<b>12.0</b>
BIP [THz]	407.1	601.8	706.8	768.9
Structure connectée ( $\epsilon_2=1.0$ & $f=28\%$ )				
$\epsilon_1$	<b>3.0</b>	<b>6.0</b>	<b>9.0</b>	<b>12.0</b>
BIP [THz]	243.6	422.1	490.5	534.3

### 3.4.3 Étude d'une cavité résonante avec un défaut ponctuel

La structure considérée dans cette partie est un cristal photonique bidimensionnel de réseau carré composé des 49 tiges ( $11 \times 11$  supercellule) avec un défaut ponctuel **Figures 3.15**. Dans le cas du défaut ponctuel, nous créons un défaut en supprimant une tige. Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés modes de défaut, les fréquences de ces modes dépendent du défaut.


**Figure 3.15** Tracé d'une structure 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) avec un défaut ponctuel et une période  $a=1$ .

**Figure 3.16** Diagramme de bandes d'une structure déconnectée 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) avec un défaut ponctuel.



**Figure 3.17** Diagramme de bandes d'une structure connectée 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) avec un défaut ponctuel.

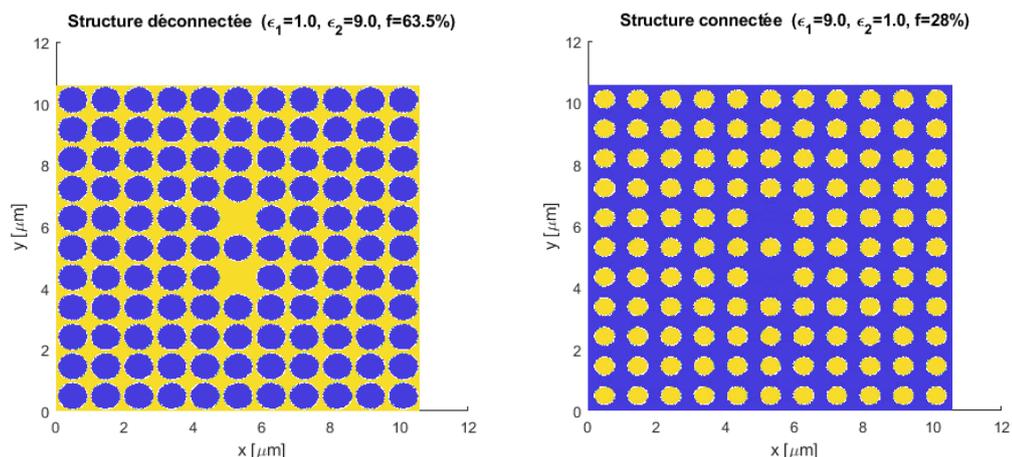
Les **Figures 3.16 et 3.17** représentent la variation des courbes de dispersion pour une structure avec un défaut ponctuel ( $11 \times 11$ ) pour des différentes valeurs de permittivité et le facteur de remplissage. Nous avons remarqué qu'il y'a un seul mode (correspond à une fréquence de résonance  $f_r$ ) permis à se propager dans la bande interdite photonique (BIP), et on obtient des larges bandes pour la structure déconnectée par apport à la structure connecté **Tableau 3.5**.

**Tableau 3.5** Fréquences de résonance et BIPs d'une structure carée ( $11 \times 11$ ) avec un défaut ponctuel.

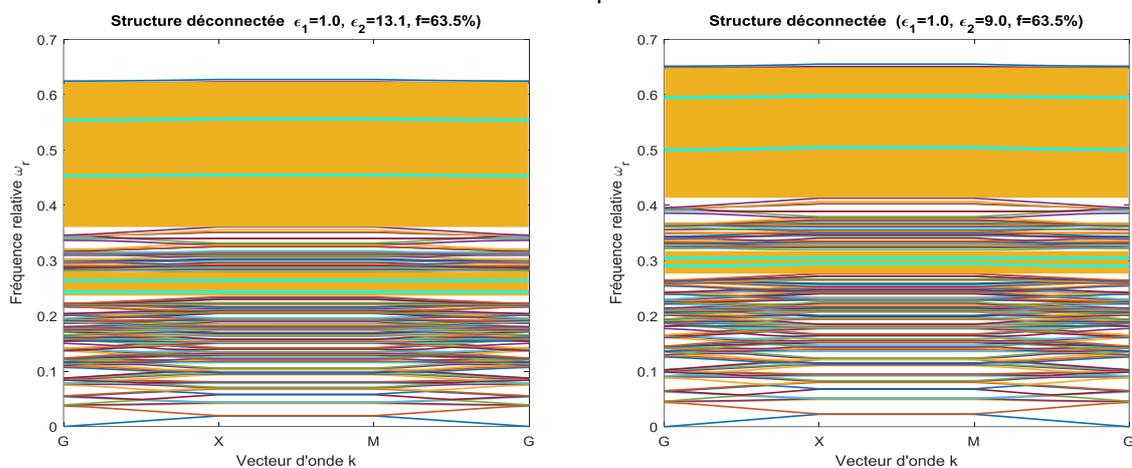
Structure	Déconnectée		Connectée	
	f [%]	f [%]	f [%]	f [%]
$\epsilon_1$	1.0	1.0	9.0	13.1
$\epsilon_2$	9.0	13.1	1.0	1.0
BIP [THz]	706.5	784.5	484.5	535.8
$f_{r1}$ [THz]	1881.9	1782.9	1671.9	1572.9

### 3.4.4 Étude d'une cavité résonante avec deux défauts ponctuels

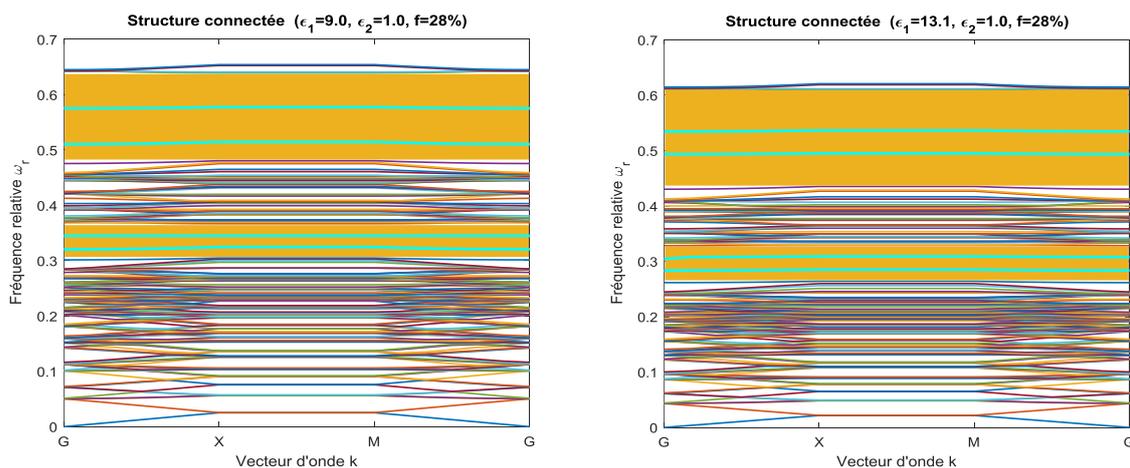
En utilisant les mêmes structures considérées dans la partie précédente, mais cette fois-ci en enlevant deux tiges **Figure 3.18**.



**Figure 3.18** Trace d'une structure 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) avec deux défauts ponctuels et une période  $a=1.0\mu\text{m}$ .



**Figure 3.19** Diagramme de bandes d'une structure déconnectée 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) avec deux défauts ponctuels.



**Figure 3.20** Diagramme de bandes d'une structure connectée 2D-PC carrée ( $11 \times 11$ ) avec deux défauts ponctuels.

Nous avons remarqué qu'il y'a deux modes permis à se propager dans la bande interdite photonique (BIP), et on obtient des large bandes pour la structure déconnecté **Figures 3.19-3.20** et **Tableau 3.6**.

**Tableau 3.6** Fréquences de résonance et BIPs d'une structure carrée ( $11 \times 11$ ) avec deux défauts ponctuels.

Structure	Déconnectée		Connectée	
	<b>63.5</b>	<b>63.5</b>	<b>28</b>	<b>28</b>
$\varepsilon_1$	1.0	1.0	9.0	13.1
$\varepsilon_2$	9.0	13.1	1.0	1.0
BIP [THz]	706.7	784.7	475.8	529.2
$f_{r1}$ [THz]	1509.1	1362.9	1538.1	1482.9
$f_{r2}$ [THz]	1789.6	1666.5	1729.6	1606.5

### 3.5 CONCLUSION

Ce chapitre est consacré à l'étude des structures périodiques à base de cristaux photoniques à une et à deux dimensions, en utilisant le logiciel MATLAB, par l'application de la méthode numérique des ondes planes (PWE).

Concernant la structure périodique des cristaux photoniques à une dimension (1D-PC), nous avons observé que la valeur et le nombre de bande interdite varient proportionnellement avec l'augmentation de la valeur  $|\varepsilon_2 - \varepsilon_1|$ . Nous avons trouvé aussi, que les bandes interdites peuvent varier en fonction des paramètres géométriques de cristaux photoniques ( $d_1$ ,  $d_2$ ). L'étude des effets du facteur de remplissage ( $f$ ) et de la constante diélectrique ( $\varepsilon$ ) sur le nombre et la largeur de bande interdite dans les cristaux photoniques 2D d'une structure carrée ( $11 \times 11$ ), nous a permis d'obtenir des larges bandes à partir des valeurs de  $f=50\%$  pour la structure déconnectée et pour des valeurs de ( $f$ ) variant entre 28-50% pour la structure connectée. Les résultats trouvés montrent que lorsque la permittivité du milieu est faible, la largeur de la bande est petite et lorsque la permittivité est élevée, la largeur de la bande augmente considérablement.

Pour l'étude d'une cavité résonante avec un et deux défauts ponctuels, nous avons observé une apparition des fréquences de résonances concomitante, avec le nombre de défaut de la structure, les larges bandes interdites ne sont trouvés que pour les structures déconnectées.

C'est une méthode qui trouve son intérêt dans l'étude des structures de grandes tailles, en utilisant des techniques itératives ; ce qui la rend consommatrice à la fois de temps et d'espace mémoire. En plus de cet inconvénient, on note l'apparition de faux modes lors de l'introduction dans la structure de plusieurs défauts. Des méthodes alternatives type : méthode des matrices de transfert (TMM) et les méthodes utilisant FDTD sont des méthodes simples et indépendantes du modèle.

**4. ÉTUDE DES FILTRES SÉLECTIFS OPTIQUES  
1D-PCs À BASE DES MATÉRIAUX ARTIFICIELS  
PAR LA MÉTHODE TMM**

## 4. ÉTUDE DES FILTRES SÉLECTIFS OPTIQUES 1D-PCs À BASE DES MATÉRIAUX ARTIFICIELS PAR LA MÉTHODE TMM

### 4.1 INTRODUCTION

Les filtres sélectifs sont des systèmes très prometteurs pour des applications dans le domaine des télécommunications telles que les réseaux de multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM) et les systèmes de communication [9].

L'objectif de ce chapitre sera orienté principalement sur l'étude des filtres à base d'une structure multicouche périodique à cristaux photoniques unidimensionnels avec défauts. Nous utilisons la méthode des matrices de transfert (TMM) afin de trouver les caractéristiques des spectres de transmission et la bande interdite photonique de la structure de base constituant notre filtre.

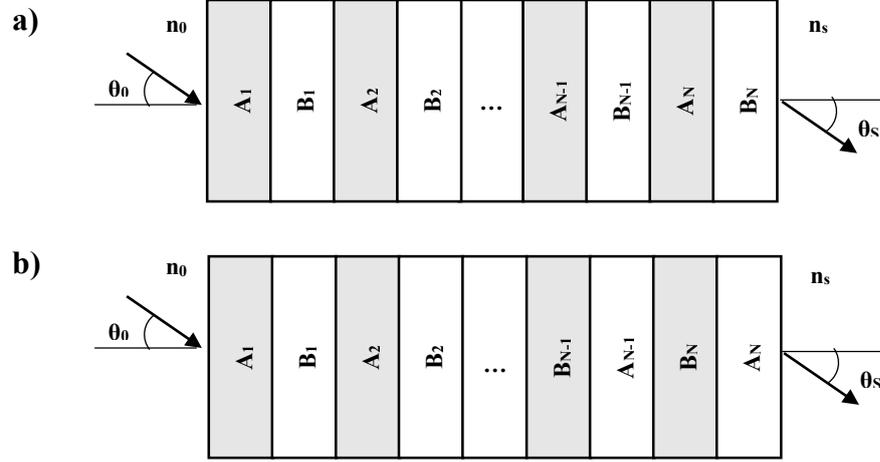
### 4.2 LA MÉTHODE DES MATRICES DE TRANSFERT (TMM)

La méthode des matrices de transfert fournit un moyen analytique pour étudier la propagation des ondes dans des milieux multicouches. Cette méthode est basée sur la résolution des équations de Maxwell et le principe de continuité des composantes tangentielles des vecteurs des champs électriques et magnétiques (E et H) à l'interface entre deux milieux de structure. Ces équations constituent une série d'équations différentielles couplées qui permettent de décrire les évolutions spatio-temporelles des champs électriques et magnétiques. La méthode TMM permet une évaluation précise et efficace des champs électromagnétiques dans des milieux en couches par la multiplication de  $2 \times 2$  matrices. La solution des équations des modes couplés (TE et TM) est représentée par une matrice de transfert  $2 \times 2$  qui relie les amplitudes de champ se propageant en avant et en arrière. La structure de réseau est divisée en plusieurs sections de réseau uniformes, chacune avec sa propre matrice de transfert analytique. Les matrices de transfert de la structure entière sont obtenues en multipliant les matrices de transfert individuelles [120]. Les conditions aux limites pour les vecteurs du champ électrique E de part et d'autre d'une interface non spécifiée permettent une description simple par une matrice  $2 \times 2$ .

#### 4.2.1 Étude d'une structure périodique 1D sans défaut

Considérons la structure 1D-PC constituée d'une alternance de multicouches de la forme  $(AB)^N$  telles qu'elles sont décrites à la **Figure 4.1**. Il y a  $2N$  couches, chaque couche doit avoir

une épaisseur ( $d_l$ ) et un indice de réfraction ( $n_l$ ). Nous supposons que l'onde électromagnétique incidente vient de l'air vers les couches A et B. Les couches sont dans le plan x-y, la direction z est normale à l'interface des couches.



**Figure 4.1** Structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) ; **a)** Structure asymétrique **b)** Structure symétrique.

Le profil d'indice de réfraction de la structure considérée peut être donné comme suit :

$$\varepsilon_l = \begin{cases} \varepsilon_1 & 0 < z < d_1 \\ \varepsilon_2 & d_1 < z < d_2 \end{cases} \quad (4.1)$$

$$\varepsilon_l(z) = \varepsilon_l(z + d) \quad (4.2)$$

Où  $l$  : est le nombre de couches et  $d = d_1 + d_2$  : est la période

De façon générale, la propagation des ondes électromagnétiques est décrite par les **équations (1.8-1.11)** de Maxwell. Après diverses manipulations classiques sur les opérateurs rotationnels, et sur la base des conditions aux limites qui sont déjà mentionnés dans le premier chapitre, les composantes transversales des champs électriques (E) et magnétiques (H) dans la couche (l), pour la polarisation TM, sont données par :

$$H_{ly} = A_l e^{i(\omega t - k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} + B_l e^{i(\omega t + k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} \quad (4.3)$$

$$E_{lx} = \eta_l \cos \theta_l (A_l e^{i(\omega t - k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} - B_l e^{i(\omega t + k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))}) \quad (4.4)$$

$$E_{lz} = -\eta_l \cos \theta_l (A_l e^{i(\omega t - k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} + B_l e^{i(\omega t + k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))}) \quad (4.5)$$

Où  $A_l$  et  $B_l$  sont les amplitudes des ondes progressives dans la  $l^{\text{ème}}$  couche.

Les composantes transversales des champs électriques (E) et magnétiques (H) des équations de Maxwell dans la  $l^{\text{ème}}$  couche, pour la polarisation du TE, sont données par :

$$E_{ly} = A_l e^{i(\omega t - k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} + B_l e^{i(\omega t + k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} \quad (4.6)$$

$$H_{lx} = -\frac{\eta_l}{\cos \theta_l} (A_l e^{i(\omega t - k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} - B_l e^{i(\omega t + k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))}) \quad (4.7)$$

$$H_{lz} = \frac{\eta_l}{\cos \theta_l} (A_l e^{i(\omega t - k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} + B_l e^{i(\omega t + k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))}) \quad (4.8)$$

Où le nombre d'onde et les impédances intrinsèques sont :

$$k_l = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_l \mu_l} \quad (4.9)$$

$$\eta_l = \frac{k_l}{\omega \varepsilon_l \varepsilon_0} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_l}{\varepsilon_0 \varepsilon_l}} \quad (4.10)$$

Avec l'utilisation des conditions aux limites et de la condition de continuité des champs (E) et (H) aux interfaces de  $z = 0$  et  $z = d_1, d_2, d_3, \dots, d_N$ , on peut trouver la relation entre les champs de structure 1D-PC consistant en  $l$  couche, cette relation est déjà exposée par [[121-126](#)]:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = M_A M_B \dots M_N \dots M_{2N} \begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

La matrice  $M_{l-1}$  de la  $l^{\text{ème}}$  couche peut être écrite sous la forme suivante [[125](#), [126](#)]:

$$M_{(l-1)} = \begin{bmatrix} \cos(\delta_{(l-1)}) & i \gamma_{(l-1)} \sin(\delta_{(l-1)}) \\ i \gamma_{(l-1)}^{-1} \sin(\delta_{(l-1)}) & \cos(\delta_{(l-1)}) \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

$\delta_{(l-1)}$  et  $\gamma_{(l-1)}$  étant les paramètres de la matrice en fonction de l'angle incident de la lumière, les constantes optiques et épaisseur de la couche sont exprimées par :

$$\delta_{(l-1)} = k_{(l-1)} \cdot d_{(l-1)} \cdot \cos \theta_{(l-1)} \quad (4.13)$$

$$\gamma_{(l-1)} = \begin{cases} \frac{\eta_{(l-1)}}{\cos \theta_{(l-1)}} & TE\text{mode} \\ \eta_{(l-1)} \cos \theta_{(l-1)} & TM\text{mode} \end{cases} \quad (4.14)$$

On note que  $\theta_{(l-1)}$  est liée à l'angle d'incidence  $\theta_0$  par l'équation de Snell-Descart :

$$n_{(l-1)} \sin \theta_{(l-1)} = n_0 \sin \theta_0 \quad (4.15)$$

Considérant la matrice de transmission de chaque couche, nous pouvons obtenir les matrices de transmission de la structure entière.

Pour (l) nombre de multicouches, la matrice de transfert correspondante peut être définie comme un produit des matrices de chaque couche :

$$M = \prod_{k=1}^{(2N)} M_k = (M_A M_B)^N = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

Où

$M_A$  est la matrice de transfert de la première couche du diélectrique ;

$M_B$  est la matrice de transfert de la deuxième couche du diélectrique ;

$m_{11}$ ,  $m_{12}$ ,  $m_{21}$  and  $m_{22}$  sont des nombres complexes.

La transmission (t) et la réflexion (r) sont définies comme les rapports des flux des ondes émises et réfléchies, respectivement, au flux de l'onde incidente. Après quelques dérivations, les coefficients de réflexion et de transmission totaux sont donnés par [127]:

$$r = \frac{(m_{11} + p_s^{-1} m_{12}) p_0^{-1} - (m_{21} + p_s^{-1} m_{22})}{(m_{11} + p_s^{-1} m_{12}) p_0^{-1} + (m_{21} + p_s^{-1} m_{22})} \quad (4.17)$$

$$t = \frac{2 \cdot p_0^{-1}}{(m_{11} + p_s^{-1} m_{12}) p_0^{-1} + (m_{21} + p_s^{-1} m_{22})} \quad (4.18)$$

Ici  $p_0$  et  $p_s$  sont le premier et le dernier support de la structure, donnés par :

$$p_s^{-1} = \begin{cases} \frac{\eta_s \cos \theta_s}{Z_0} & TE\text{mode} \\ \frac{\eta_s}{Z_0 \cos \theta_s} & TM\text{mode} \end{cases} \quad (4.19)$$

$$p_0^{-1} = \begin{cases} \frac{\eta_0 \cos \theta_0}{Z_0} & TE\text{mode} \\ \frac{\eta_0}{Z_0 \cos \theta_0} & TM\text{mode} \end{cases} \quad (4.20)$$

Ou  $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$

#### 4.2.2 Relation de dispersion

En 1928, une méthode qui a permis de déterminer le comportement des électrons en présence d'un potentiel périodique a été introduite par F. Bloch. Cette méthode de Bloch fut ensuite développée mathématiquement par Floquet. Le théorème de Bloch stipule que la périodicité du cristal impose une forme particulière aux vecteurs propres : ces vecteurs propres sont des fonctions de Bloch qui sont données par :

$$u_k(r) = u_k(r + T) \quad (4.21)$$

Avec T : période du cristal photonique.

Félix Bloch démontra un important théorème qui précise que les solutions de l'équation de Schrödinger pour un potentiel périodique ont la forme :

$$\psi_k(r) = u_k(r)e^{jkr} \quad (4.22)$$

Selon le théorème de Bloch, les solutions de l'équation d'onde pour un milieu périodique sont de la forme :

$$H_k(z) = H_k e^{jkz} \quad (4.23)$$

$$E_k(z) = E_k e^{jkz} \quad (4.24)$$

$H_k(k)$  et  $E_k(k)$  sont des fonctions périodiques de période  $d$ . Les modes sont numérotés en fonction du paramètre  $k$  contenu dans la première zone de Brillouin du cristal à une dimension ( $k \in \left[-\frac{\pi}{d}, \frac{\pi}{d}\right]$ ) ; Ce paramètre  $k$  est défini comme le nombre d'onde de Bloch. On utilise le théorème de Bloch pour obtenir la relation de dispersion des ondes électromagnétiques qui se propagent dans une structure de période  $d = d_1 + d_2$ .

$$\begin{bmatrix} E_{T1} \\ H_{T1} \end{bmatrix} = e^{-jkd} \begin{bmatrix} E_{T3} \\ H_{T3} \end{bmatrix} \quad (4.25)$$

En comparant la matrice de transfert d'une période, et la condition de Bloch **Équation 4.25**, on obtient :

$$[M_1][M_2] \begin{bmatrix} E_{T3} \\ H_{T3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{T3} \\ H_{T3} \end{bmatrix} = e^{-jkd} \begin{bmatrix} E_{T3} \\ H_{T3} \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

L'utilisation de la méthode des matrices de transfert nécessite des efforts de calcul importants. La somme des valeurs propres est calculée en employant la trace de la matrice M, la forme de valeur propre de la matrice  $M = [M_1][M_2]$  est :

$$\text{Tr}[M_1.M_2] = \xi = M_{11} + M_{22} \quad (4.27)$$

Avec  $\xi$  : est le cosinus de la phase de Bloch

$$\xi = 2\cos(kd) \quad (4.28)$$

La relation de dispersion, reliant le vecteur d'onde de Bloch  $k$  à la fréquence angulaire  $\omega$  s'écrit :

$$\cos(kd) = \cos(\delta_1) \cos(\delta_2) - \left( \frac{\eta_1^2 + \eta_2^2}{2\eta_1\eta_2} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) \quad (4.29)$$

La relation de dispersion **équation 4.29** est une caractéristique du milieu dans lequel se propage l'onde et offre ainsi des informations sur la propagation de l'onde électromagnétique. Donc, nous pouvons donner les relations de dispersion pour chaque polarisations (modes TM et TE).

#### 4.2.2.1 La relation de dispersion pour le mode TE

Les impédances pour une structure de deux couches s'écrivent par :

$$\eta_{mE} = \frac{1}{\cos\theta_m} \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} \quad (4.30)$$

On sait que les milieux sont non magnétiques, on aura alors :

$$\eta_1 = \frac{1}{n_1 \cos \theta_1} \quad (4.31)$$

$$\eta_2 = \frac{1}{n_2 \cos \theta_2} \quad (4.32)$$

L'expression de dispersion (4.29) devient :

$$\cos(kd) = \cos(\delta_1) \cos(\delta_2) - \frac{1}{2} \left( \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2} + \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) \quad (4.33)$$

Nous simplifions l'équation (4.33), nous trouvons :

$$\cos(kd) = \cos(\delta_1) \cos(\delta_2) - \frac{1}{2} \left( \frac{k_1}{k_2} + \frac{k_2}{k_1} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) \quad (4.34)$$

Le vecteur d'onde de Bloch  $k$  est donné par :

$$kd = \arccos \left[ \cos(\delta_1) \cos(\delta_2) - \frac{1}{2} \left( \frac{k_1}{k_2} + \frac{k_2}{k_1} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) \right] \quad (4.35)$$

#### 4.2.2.2 La relation de dispersion pour le mode TM

Les impédances des différents milieux s'écrivent :

$$\eta_{mM} = \cos \theta_m \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} \quad (4.36)$$

$$\eta_1 = \frac{\cos \theta_1}{n_1} \quad (4.37)$$

$$\eta_2 = \frac{\cos \theta_2}{n_2} \quad (4.38)$$

Les relations de dispersion pour le mode TM sont données par :

$$\cos(kd) = \cos(\delta_1) \cos(\delta_2) - \frac{1}{2} \left( \frac{n_1 n_2 \cos \theta_2}{n_2^2 \cos \theta_1} + \frac{n_1 n_2 \cos \theta_1}{n_1^2 \cos \theta_2} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) \quad (4.39)$$

Après la simplification, nous obtenons :

$$\cos(kd) = \cos(\delta_1) \cos(\delta_2) - \frac{1}{2} \left( \frac{n_1^2 k_2}{n_2^2 k_1} + \frac{n_2^2 k_1}{n_1^2 k_2} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) \quad (4.40)$$

Le vecteur d'onde de Bloch  $k$  est donné par :

$$kd = \arccos \left[ \cos(\delta_1) \cos(\delta_2) - \frac{1}{2} \left( \frac{n_1^2 k_2}{n_2^2 k_1} + \frac{n_2^2 k_1}{n_1^2 k_2} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) \right] \quad (4.41)$$

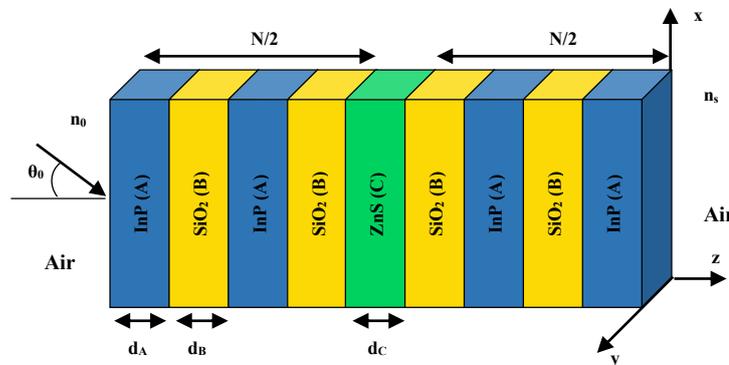
En résolvant les **équations (4.35) & (4.41)**, les solutions trouvées représentent les bandes interdites photoniques.

### 4.3 FILTRES À BASE DES MATÉRIAUX DIÉLECTRIQUES

Sur la base de l'examen de ces documents de recherche [128-131], nous avons trouvé plusieurs idées liées aux applications de filtre à bande étroite accordable dans la région des micro-ondes. Nous avons choisi une structure périodique unidimensionnelle pour analyser un filtre à bande étroite en raison de la facilité de fabrication et de leur faible coût.

Nous démontrons par simulation numérique la conception d'un filtre sélectif à base d'une structure (1D-PC). Les simulations faites se basent sur la théorie décrite dans la **section (4.2)**. La méthode des matrices de transfert est utilisée pour déterminer le coefficient de transmission pour les modes TE et TM.

Considérons la structure (1D-PC) constituée d'une alternance de multicouches (AB) et une couche de défaut (C) avec une période  $N$ , représentée dans la **Figure 4.2**. Ces couches sont constituées des matériaux diélectriques, la couche (A) est de phosphure d'indium (InP), la couche (B) est de dioxyde de Silicium (SiO<sub>2</sub>) et une couche de défaut (C) de sulfure de zinc (ZnS).



**Figure 4.2** La structure symétrique 1D-PC (AB)<sup>N/2</sup>C(BA)<sup>N/2</sup> d'un filtre à base des matériaux diélectriques.

Chaque couche doit avoir une épaisseur  $d_l$  et un indice de réfraction  $n_l$ . Afin de trouver la formulation de la structure, nous supposons que l'onde électromagnétique incidente vient de l'air vers le milieu InP et SiO<sub>2</sub>. Les couches sont dans le plan  $x$ - $y$ , la direction  $z$  est normale à l'interface des couches.

La relation entre les champs électriques et magnétiques de différentes couches de la structure est donnée par:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = M_A M_B \dots M_C \dots M_B M_A \begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} \quad (4.42)$$

Pour un nombre  $l$  de couches ; la matrice de transfert correspondante peut être définie comme un produit de matrices.

$$M = \prod_{k=1}^{(2N+1)} M_k = (M_A M_B)^N M_C (M_B M_A)^{(2N+1)} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (4.43)$$

Où  $M_A$ ,  $M_B$  et  $M_C$  sont des matrices de transfert des couches diélectriques ;  $m_{11}$ ,  $m_{12}$ ,  $m_{21}$  et  $m_{22}$  sont des nombres complexes.

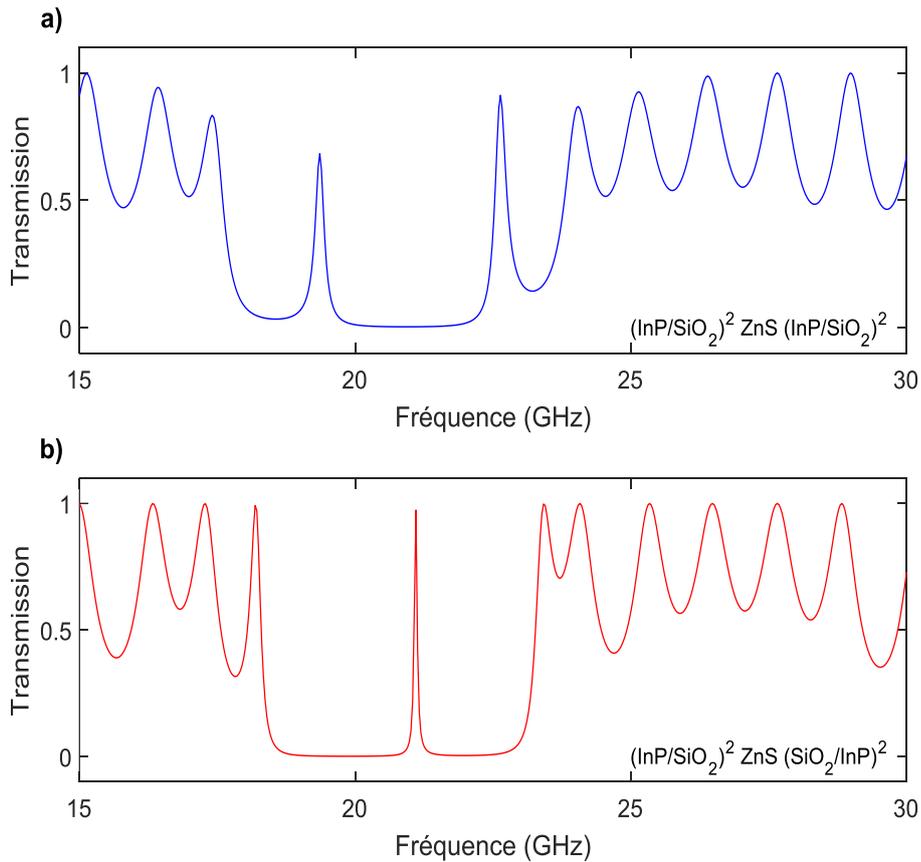
Les expressions de la transmission et de la réflexion sont les mêmes dans les **équations 4.17** et **4.18**.

### 4.3.1 La transmittance de la structure défectueuse asymétrique & symétrique

Nous étudions la structure 1D-PCs  $(AB)^{N/2} C (AB)^{N/2}$  avec  $A=InP$ ,  $B= SiO_2$  et  $C$  la couche défectueuse ZnS avec des différents épaisseurs et indices de réfraction comme le montre le **Tableau 4.1**.

**Tableau 4.1** Les paramètres des matériaux diélectriques utilisés [132, 133].

	Indice de réfraction (n)	Épaisseur (d)
InP	3.53635	3.1
SiO <sub>2</sub>	1.4672	7.4
ZnS	2.368	8.8



**Figure 4.3** Spectres de transmission en fonction de la fréquence ; **a)** Structure asymétrique **b)** Structure symétrique.

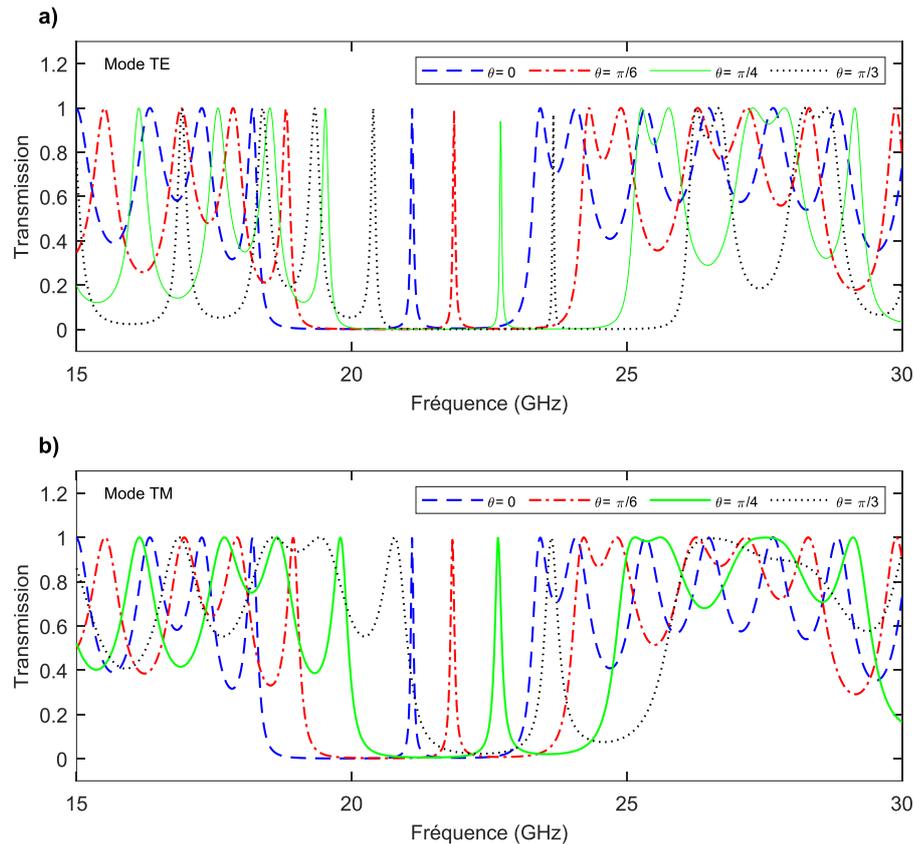
Sur la **Figure 4.3**, nous avons tracé les spectres de transmission en fonction de la fréquence d'une structure 1D-PC pour les deux formes asymétriques et symétriques. En raison de l'existence d'une couche de défaut, il est constaté qu'il existe une bande passante très étroite où un mode de défaut unique dans la bande interdite photonique BIP.

Pour la structure de forme symétrique 1D-PC avec la configuration  $(\text{InP}/\text{SiO}_2)^2 \text{ZnS} (\text{SiO}_2/\text{InP})^2$ , la largeur de la bande interdite est de 5.223 GHz et le pic de résonance se situe à la fréquence  $f_r=21.841$  GHz.

Pour la structure de forme asymétrique avec la configuration  $(\text{InP}/\text{SiO}_2)^2 \text{ZnS} (\text{InP}/\text{SiO}_2)^2$ ; la largeur de la BIP est de 5.197 GHz et le pic de résonance se situe à la fréquence 19.362 GHz avec une faible amplitude de 0.6172, pour des valeurs de fréquence moins par rapport à la structure de forme symétrique. Cette réduction de l'amplitude du pic de défaut, devient plus importante dans le cas d'une structure asymétrique. Ces comportements concordent parfaitement avec ceux rapportés par les travaux similaires.

### 4.3.2 Effets de la variation de l'angle d'incidence & la polarisation

Les effets de la polarisation et de l'angle d'incidence sur les modes de défaut dans les spectres de transmission pour les modes TE et TM sont illustrés dans les **Figures 4.4a et 4.4b** et le **Tableau 4.2**. Nous pouvons clairement observer que le spectre de transmission du mode de défaut est lié à l'angle d'incidence dans les deux modes TE et TM.



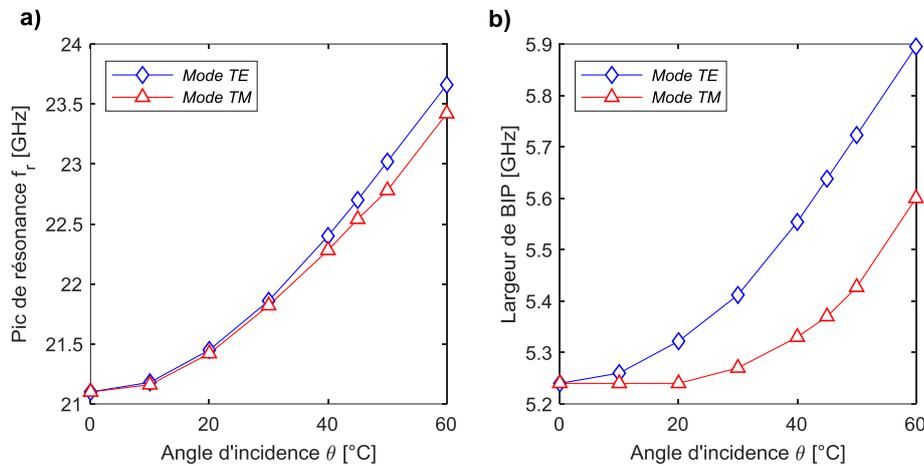
**Figure 4.4** Spectres de transmission de la structure 1D-PC symétrique en fonction de la fréquence avec la variation d'angle d'incidence; **a)** Mode TE **b)** Mode TM.

La position de la bande passante étroite (Pic de transmission) et la largeur de la bande interdite sont modifiées; la première diminue vers les plus petites fréquences avec l'augmentation de l'angle d'incidence (pour le mode TM), et la deuxième augmente pour le mode TE et diminue pour le mode TM.

Comme le montre la **Figure 4.5a** et le **Tableau 4.2**, pour le mode TE, et avec les valeurs de  $\theta$  qui sont :  $0, \pi/6, \pi/4$  et  $\pi/3$ , le pic de résonance atteindra respectivement les fréquences : 21.10 GHz, 21.86 GHz, 22.70 GHz et 23.66 GHz.

Dans le mode TM, une valeur faible de ce pic de transmission s'est produite aux fréquences : 21.82 GHz ( $\theta = \pi/6$ ), 22.54 GHz ( $\theta = \pi/4$ ) et 23.42 GHz ( $\theta = \pi/3$ ).

De plus, pour les deux polarisations, la fréquence du pic de défaut est décalée vers les fréquences les plus élevées.



**Figure 4.5** La transmission de la structure 1D-PC symétrique en fonction d'angle d'incidence, pour les modes TE et TM ; **a)** Les pics de résonance **b)** Les largeurs des BIPs.

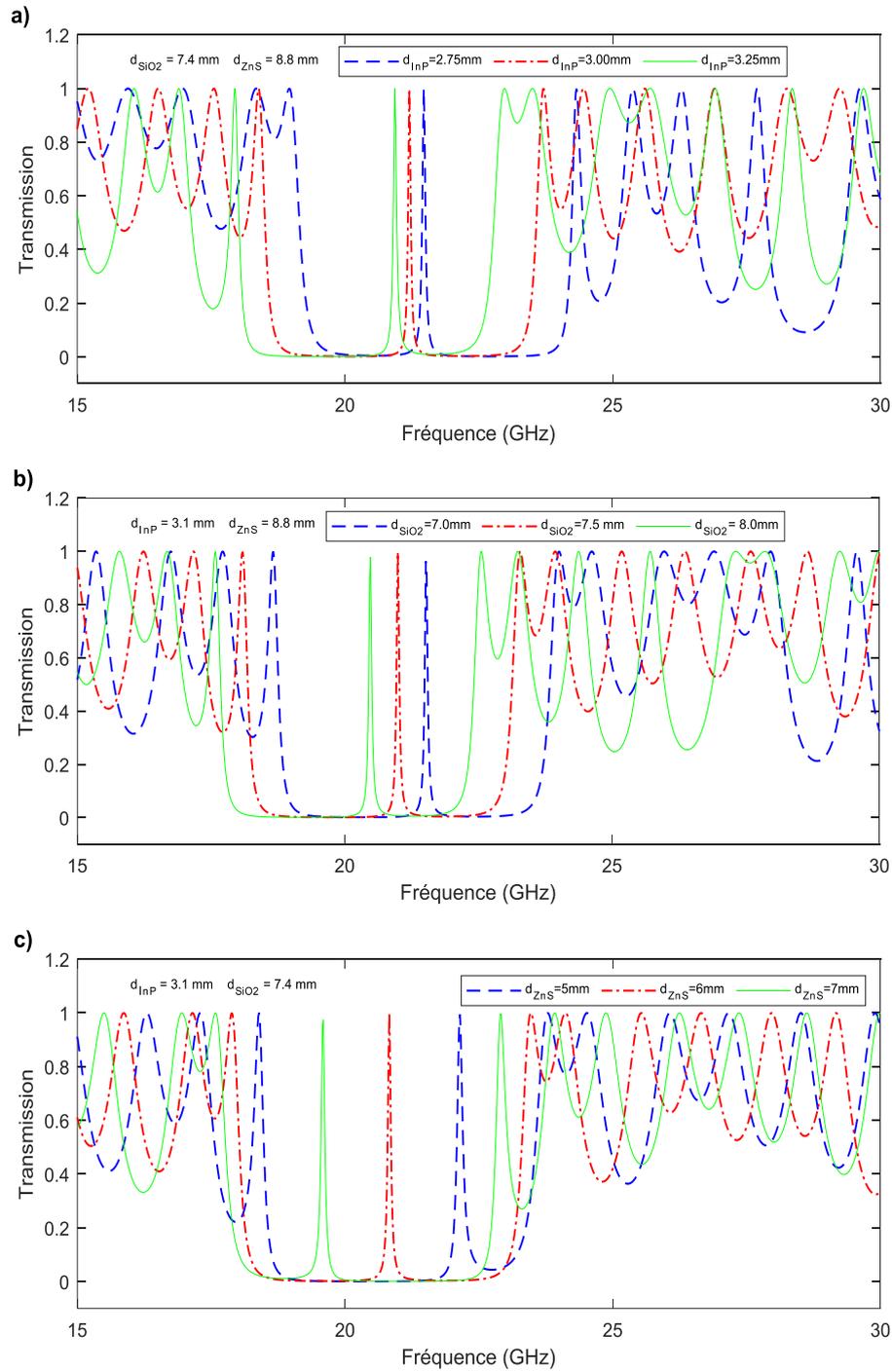
**Tableau 4.2** Les pics de résonance et les largeurs des BIPs de la structure 1D-PC symétrique, pour les modes TE et TM.

	$\theta^\circ$	0	30	45	60
TE	$f_r$ [Ghz]	21.100	21.860	22.700	23.660
	BIP [Ghz]	5.240	5.412	5.638	5.895
TM	$f_r$ [Ghz]	21.100	21.820	22.540	23.420
	BIP [Ghz]	5.240	5.270	5.370	5.600

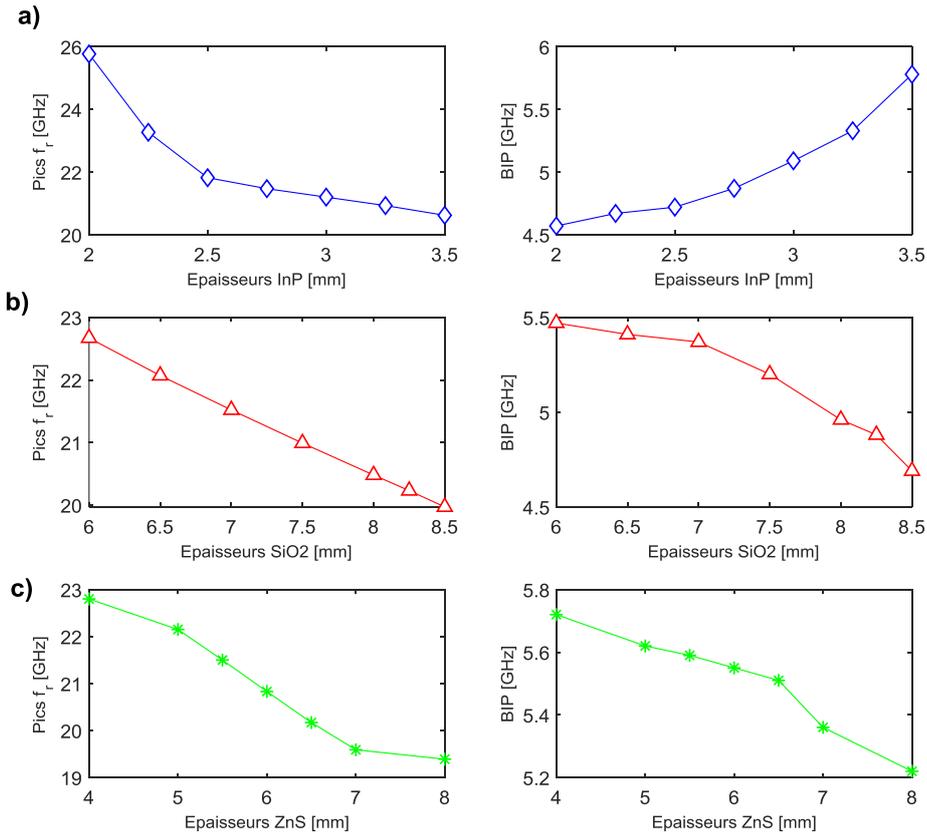
### 4.3.3 Effets de la variation des épaisseurs des couches de filtre

D'après les **Figures 4.6 et 4.7**, nous observons que les valeurs des pics de résonance en générale diminuent en fonction des épaisseurs des trois couches constitutives de la structure 1D-PCs du filtre, donc la position des pics est décalée vers les basses fréquences. De même, la variation des largeurs des bandes interdites photoniques BIPs en fonction des épaisseurs des couches (B) et (C) diminuent, contrairement à la couche (A) les valeurs des BIPs augmentent en fonction des épaisseurs de la couche.

Nous en déduisons que la valeur des largeurs de BIPs dépend fortement des caractéristiques géométriques du filtre telle que l'épaisseur optique de la couche de phosphore d'indium (InP).



**Figure 4.6** Spectres de transmission de la structure 1D-PC symétrique en fonction de la fréquence avec les variations des épaisseurs des couches ; **a)** Couche de InP **b)** Couche de SiO<sub>2</sub> **c)** Couche défectueuse ZnS.



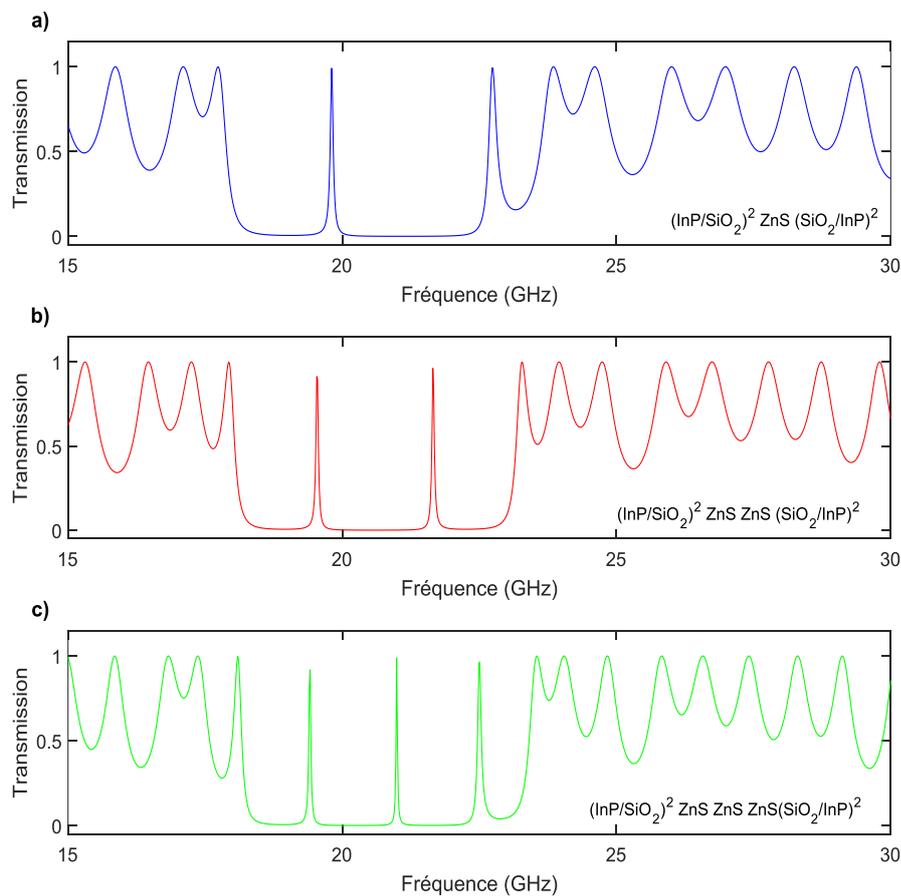
**Figure 4.7** Les pics de résonance et les largeurs des BIPs de la structure 1D-PC symétrique en fonction des épaisseurs des couches ; **a)** Couche de InP **b)** Couche de SiO<sub>2</sub> **c)** Couche défectueuse ZnS.

**Tableau 4.3** Les valeurs des pics de résonance et BIPs en fonction des épaisseurs des couches (InP/SiO<sub>2</sub>)<sup>2</sup> ZnS (SiO<sub>2</sub>/InP)<sup>2</sup>.

<b>Variation de l'épaisseur couche (A) InP</b>			
d [mm]	2.75	3.00	3.25
fr [Ghz]	21.47	21.20	22.93
BIP [Ghz]	4.87	5.09	5.33
<b>Variation de l'épaisseur couche (B) SiO<sub>2</sub></b>			
d [mm]	7.00	7.50	8.00
fr [Ghz]	21.52	20.99	20.48
BIP [Ghz]	5.37	5.20	4.96
<b>Variation de l'épaisseur couche (C) ZnS</b>			
d [mm]	5.00	6.00	7.00
fr [Ghz]	22.15	20.83	19.59
BIP [Ghz]	5.62	5.55	5.36

#### 4.3.4 Les structures résonnantes et le facteur de qualité Q

Dans la **Figure 4.8**, nous avons reporté la variation des spectres de transmission en fonction de la fréquence d'une structure 1D-PC de forme symétrique, dans le but d'étudier la relation entre le nombre des couches de défaut et les modes de défaut. Nous avons supposé que l'épaisseur de la couche défectueuse  $d_{ZnS}$  est de 10 nm.



**Figure 4.8** Spectres de transmission en fonction de la fréquence pour différents nombre de couche de défaut ; **a)** Une couche **b)** Deux couches **c)** Trois couches.

**Tableau 4.4** Fréquence de résonance et facteur de qualité Q pour différentes configurations.

Configuration	PICs	$f_r$	Q
$(\text{InP-SiO}_2)^2 \text{ ZnS } (\text{SiO}_2\text{-InP})^2$	1 <sup>er</sup> PIC	19.810	322.114
$(\text{InP-SiO}_2)^2 \text{ ZnS ZnS } (\text{SiO}_2\text{-InP})^2$	1 <sup>er</sup> PIC	19.530	367.105
	2 <sup>eme</sup> PIC	21.650	469.631
$(\text{InP-SiO}_2)^2 \text{ ZnS ZnS ZnS } (\text{SiO}_2\text{-InP})^2$	1 <sup>er</sup> PIC	19.410	508.115
	2 <sup>eme</sup> PIC	20.990	798.099
	3 <sup>eme</sup> PIC	22.510	315.266

Pour les structures résonantes, nous remarquons que la capacité est exprimée en terme de facteur de qualité  $Q$  [134], où  $Q=f_r/\Delta f$ ,  $f_r$  la fréquence de résonance et  $\Delta f$  la largeur à mi-hauteur de pics de résonance du filtre. Le facteur de qualité permet donc de quantifier la «qualité d'un filtre», un facteur  $Q$  plus élevé, correspond à un filtre plus sélectif.

Nos résultats impliquent que le nombre de défauts peut être augmenté en ajoutant des couches défectueuses dans la structure 1D-PC de la forme symétrique.

#### 4.4 FILTRE À BASE DES MATÉRIAUX PLASMA-DIÉLECTRIQUE

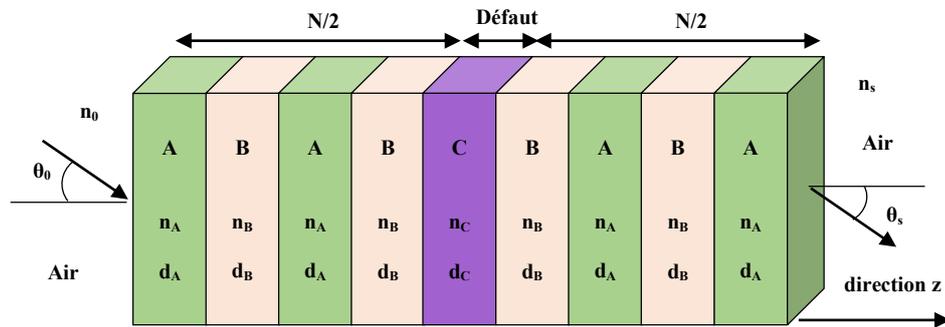
Les progrès de la technologie des cristaux photoniques plasma étaient encourageant, dans la réalisation du filtre optique [135-139]. Il s'agit d'un réseau artificiellement périodique composé d'une alternance de plasmas minces non magnétisés ou magnétisés et de matériaux diélectriques. Il est bien connu que le plasma non-magnétisé peut être caractérisé par un milieu de permittivité complexe dépendant de la fréquence. Si un champ magnétique externe est introduit dans les cristaux photoniques plasma et à basse température, un nouveau type de cristaux photoniques plasma appelés cristaux photoniques de plasma froid magnétisé (MCP-PCs) peut être obtenu [140-143]. Les MCP-PCs ont attiré beaucoup d'attention en raison de: leurs propriétés électromagnétique uniques telles que la facilité d'utilisation du champ magnétique externe, leurs effets magnéto-optiques basés sur les propriétés des BIPs et la capacité de contrôler la densité électronique du plasma. Plusieurs études suggèrent que les MCP-PCs émergent comme de nouveaux points chauds dans l'ingénierie des photons en raison d'un meilleur contrôle du champ magnétique externe sur les BIPs.

Dans cette partie, nous étudions et analysons la transmittance en fonction de la fréquence de la structure périodique unidimensionnelle des couches de l'Arséniure d'indium (InAs) et du dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) [144, 145] avec une couche défectueuse de plasma froid magnétisé (MCP) pour des structures asymétriques et symétriques en utilisant la méthode des matrices de transfert (TMM) **Figure 4.9**.

La constante optique du matériau MCP est ajustée avec des paramètres variables du plasma. Par conséquent, nous calculons la variation de la transmittance de la structure avec une couche de MCP défectueuse en fonction de l'angle d'incidence, du champ magnétique de densité électronique et des épaisseurs des matériaux InAs et  $\text{SiO}_2$ . En plus, nous calculons et comparons la transmittance des structures considérées avec une et deux couches de MCP défectueuses.

La transmittance en fonction de la fréquence des structures multicouches périodiques considérées est analysée en insérant une couche de plasma MCP dans la structure asymétrique

et symétrique, pour une application potentielle dans un filtre multicanal accordable dans la région des micro-ondes.



**Figure 4.9** Schéma de principe de la structure 1D-PC symétrique avec une couche de défaut (MCP).

#### 4.4.1 La transmittance de la structure défectueuse asymétrique & symétrique

Pour analyser la structure à base d' $\text{InAs}/\text{SiO}_2$  sous la forme symétrique et asymétrique par la méthode TMM, nous avons tracé le spectre de transmittance **Figure 4.10**, En utilisant les paramètres indiqués dans le **Tableaux 4.5**.

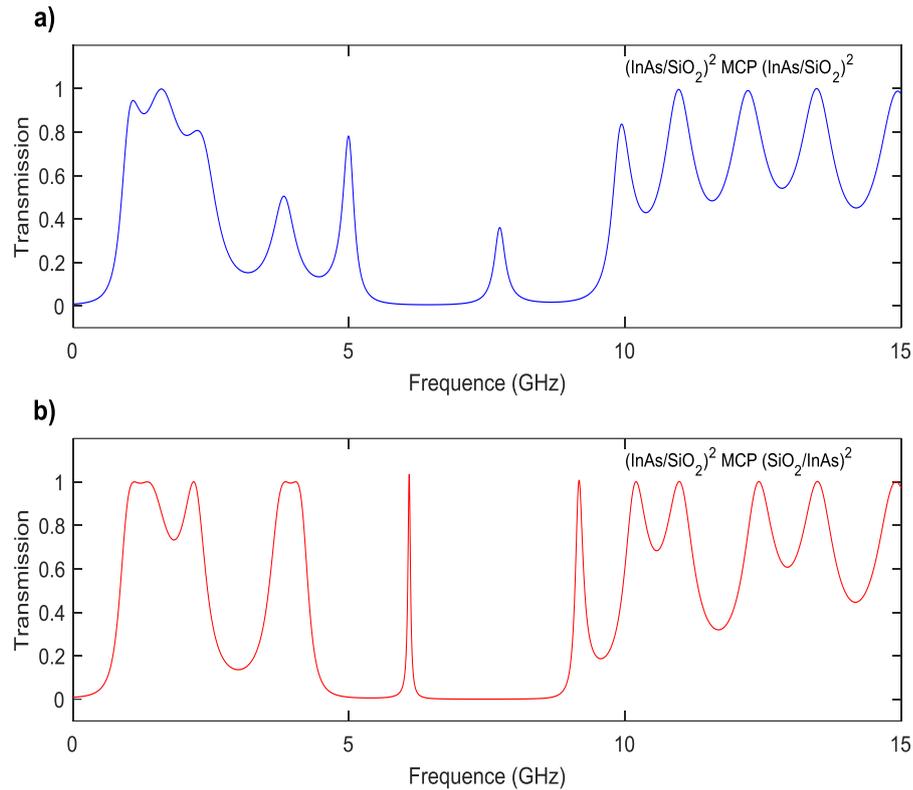
**Tableau 4.5** Les paramètres des matériaux utilisés [133, 146].

Couche	$\epsilon$	$\mu$	d [mm]	B [T]	$n_e$ [ $\text{m}^{-3}$ ]	$\gamma$ [Hz]
InAs	3.3842	1.0	3.1			
$\text{SiO}_2$	1.4672	1.0	7.4			
MCP	-	1.0	-	0.4	$1.0 \times 10^{18}$	$1.0 \times 10^7$

La transmittance de la structure asymétrique  $(\text{InAs}/\text{SiO}_2)^2 \text{MCP} (\text{InAs}/\text{SiO}_2)^2$ , montre un grand d'écart comme la montre la **Figure 4.10a**. De même, la transmittance de la structure symétrique  $(\text{InAs}/\text{SiO}_2)^2 \text{MCP} (/ \text{SiO}_2/ \text{InAs})^2$  est analysée ce qui montre, que la bande interdite se divise en deux bandes en raison de la disposition symétrique **Figure 4.10b**.

La largeur de bande de la structure symétrique défectueuse augmente par rapport à la structure asymétrique en raison du mode de défaut existant. Le pic aigu de défaut de transmission de la structure symétrique est utilisé dans de nombreuses applications telles que les filtres et les résonateurs lasers.

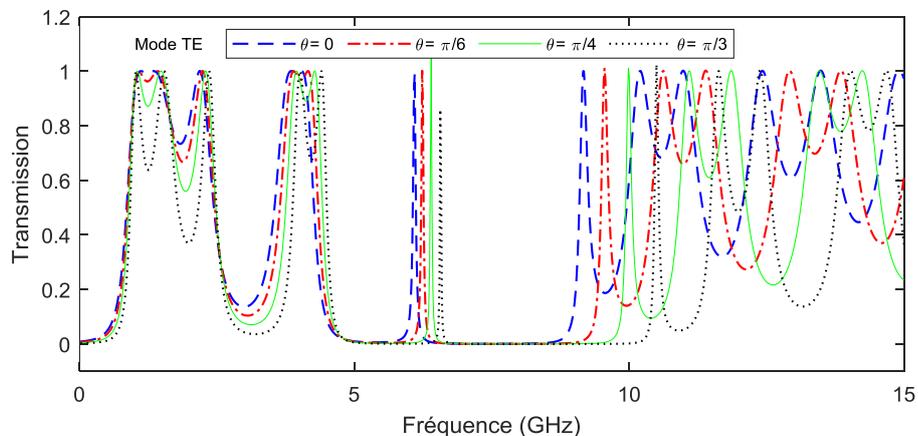
Ensuite, nous concentrons sur l'étude de la structure symétrique avec une couche de défaut de plasma MCP et avec la variation de l'angle d'incidence et des paramètres du plasma. Comme nous savons que la propriété optique du matériau change en changeant l'indice de réfraction de matériau ainsi que l'angle d'incidence.



**Figure 4.10** Spectres de transmission en fonction de la fréquence ; **a)** Structure périodique asymétrique, **b)** Structure périodique symétrique.

#### 4.4.2 Effet de la variation de l'angle d'incidence

La variation de l'angle d'incidence joue un grand rôle dans les variations des propriétés optiques de la structure périodique défectueuse considérée. Par conséquent, la transmittance du 1D-PC symétrique de l'InAs/SiO<sub>2</sub> avec un défaut de MCP est analysée en fonction de la variation de l'angle d'incidence  $\theta=0$ ,  $\theta=\pi/6$ ,  $\theta=\pi/4$  et  $\theta=\pi/3$  **Figure 4.11**.



**Figure 4.11** Spectres de la transmission de la structure 1D-PC symétrique en fonction de la fréquence pour différentes valeurs d'angle d'incidence.

La **Figure 11** et le **Tableau 4.6** montrent que les pics de transmission défectueux et les bandes interdites sont décalés vers la fréquence la plus élevée pour augmenter la valeur des angles d'incidence et forment ainsi un filtre multi-bande, en raison du comportement composite du matériau diélectrique et plasma. La transmittance montre que le grand décalage de transmittance est obtenu pour une grande valeur d'angle d'incidence  $\theta = \pi/3$ .

**Tableau 4.6** Les pics de résonance et les largeurs des BIPs de la transmission de la structure 1D-PC symétrique, pour le mode TE.

$\theta$	0	$\pi/6$	$\pi/4$	$\pi/3$
fr [Ghz]	6.096	6.231	6.396	6.562
BIP [Ghz]	5.165	5.361	5.691	6.084

Ces résultats peuvent être comparés à une structure 1D-PC composée de métamatériau-supraconducteur avec et sans couche de défaut d'Aly et al [147], et analysé le pic de défaut qui est décalé à une fréquence plus élevée lorsque l'angle d'incidence augmente, mais le comportement multicanal ne s'est pas réalisé. Ils avaient utilisé une structure périodique de matériau double négatif (DNG) et de matériau supraconducteur à haute température (Hg1223) avec une période de réseau  $N=8$ , et avec une couche diélectrique inséré ( $\text{SiO}_2$ ) comme matériau défectueux qui est très compliqué dans la fabrication [147].

Par conséquent, nous avons proposé des matériaux adhésifs très simple InAs/ $\text{SiO}_2$  avec une couche de défaut MCP et une période  $N=4$ , model facile à réaliser [144, 145].

Un autre travail d'Aly et al [148], avait suggéré une structure périodique de diélectrique (quartz) et diélectrique (air), avec un défaut de matériau plasma magnétisé et avait étudiés les propriétés optiques dans une région de fréquence plus élevée et faisant également varier l'angle d'incidence, épaisseur de matériau diélectrique et les paramètres du plasma pour les applications de filtres à bande étroite.

Nos calculs de transmittance d'une structure symétrique unidimensionnelle de l'Arséniure d'indium (InAs), de dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) avec une couche de défaut de plasma MCP étaient meilleures, pour les applications de filtre multicanal ayant une propriété de tenabilité.

#### 4.4.3 Effet de la variation de la densité électronique du plasma

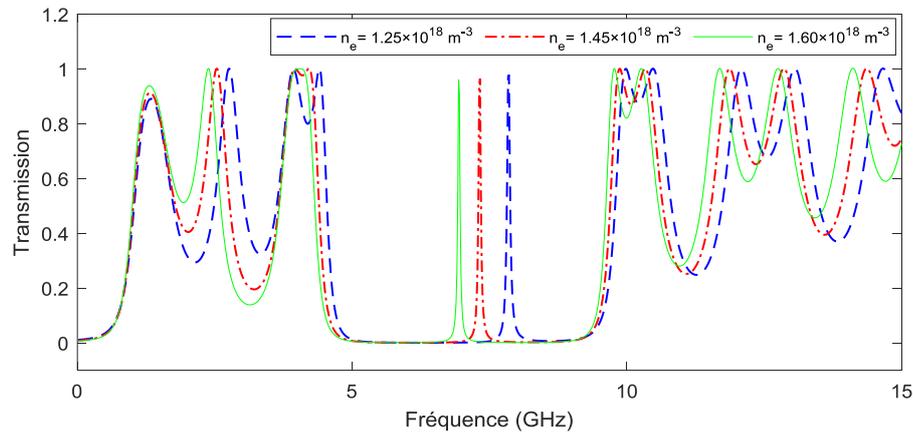
La densité électronique peut modifier la fréquence du plasma (MCP) et joue un grand rôle dans la modification de son indice de réfraction. Quand le nombre de particules par unité de volume augmente, la densité électronique du plasma augmente. De manière similaire, si la

densité électronique du plasma augmente la fréquence du plasma augmente **équation (1.35)**, et la constante optique varie correspond à la densité électronique.

Dans la **Figure 4.12**, nous analysons la transmittance en fonction de la fréquence de la structure multicouche périodique de l'Arséniure d'indium et du dioxyde de silicium avec une couche de défaut de MCP, pour des différentes valeurs de la densité électronique.

La transmittance est décalée vers les basses fréquences lorsque la densité électronique augmente en raison de la diminution de la valeur de l'indice de réfraction du plasma.

De même, le pic de transmission est légèrement élevé et décalé vers les basses fréquences lorsque la densité électronique augmente et que la constante optique du matériau plasma change **Tableau 4.7**. Par conséquent, la permittivité électrique du matériau de plasma MCP change en raison de la densité électronique. Les résultats obtenus de la transmittance apparaissent comme un filtre multicanal accordable dans la région des micro-ondes.



**Figure 4.12** Spectres de transmission en fonction de la fréquence de la structure périodique 1D-PC symétrique pour des différentes valeurs de la densité électronique du plasma.

**Tableau 4.7** Les pics de résonance et les BIPs de la transmission pour des différentes valeurs de la densité électronique du plasma.

$n_e$ [ $m^{-3}$ ]	$1.25 \times 10^{18}$	$1.45 \times 10^{18}$	$1.60 \times 10^{18}$
fr [Ghz]	7.853	7.327	6.937
BIP [Ghz]	5.591	5.646	5.586

#### 4.4.4 Effet du champ magnétique

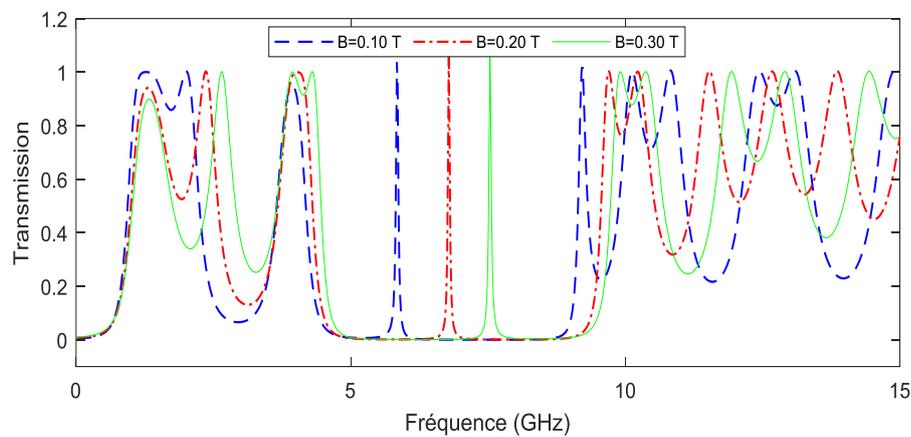
La permittivité électrique du plasma MCP peut changer par le champ magnétique externe, car la fréquence gyroscopique dépend du champ magnétique **équation (1.36)**. Le champ magnétique externe modifie l'indice de réfraction du plasma MCP.

Cela signifie que la transmittance de la structure périodique contenant du plasma varie également avec le champ magnétique dans le plasma MCP.

Nous avons étudié la transmittance de la structure périodique du l'InAs/SiO<sub>2</sub> avec une couche défectueuse de plasma MCP en fonction de la variation du champ magnétique externe appliqué,  $B = 0.1\text{T}$ ,  $B = 0.2\text{T}$ ,  $B = 0.3\text{T}$ , ceci est montré sur la **Figures 4.13**.

La transmittance en fonction de la fréquence et la variation du champ magnétique externe a été analysée. Le pic de transmission s'est déplacé vers la fréquence plus élevée en raison de l'effet du matériau MCP à constante optique **Tableau 4.8**.

Au fur et à mesure que le champ magnétique augmente, chaque bande est décalée vers la fréquence la plus élevée correspondant à la valeur du champ magnétique. Cela montre que le filtre multicanal accordable est obtenu par un champ magnétique externe pour les dispositifs hyperfréquences.



**Figure 4.13** Spectres de transmission en fonction de la fréquence de la structure périodique 1D-PC symétrique pour différentes valeurs du champ magnétique.

Ces résultats comparent également un nouveau filtre accordable comportant un mode de défaut de l'onde TE d'un cristal photonique unidimensionnel dopé par un plasma magnétisé et les spectres de transmission de la structure périodique des matériaux diélectrique (SiO<sub>2</sub>) et diélectrique (air).

Les spectres de transmittance en fonction de la fréquence sont analysés avec défaut de plasma MCP sur la variation du champ magnétique, de la densité du plasma et de la densité électronique, leur intérêt se trouve dans le filtre accordable [149].

**Tableau 4.8** Les pics de résonance et les BIPs de la transmission pour différentes valeurs du champ magnétique.

<b>B</b>	<b>1.0</b>	<b>2.0</b>	<b>3.0</b>
fr [Ghz]	5.841	6.787	7.538
BIP [Ghz]	5.21	5.586	5.661

#### 4.4.5 Effets de la variation des épaisseurs des couches de filtre

Ainsi, la transmittance en fonction de la fréquence de la structure périodique 1D symétrique (InAs/SiO<sub>2</sub>) MCP (SiO<sub>2</sub>/InAs) a été analysée pour des différentes valeurs d'épaisseur des couches des matériaux constitutifs de notre filtre **Tableau 4.9** et **Figures 4.14**.

**Figure 4.14a**, la transmittance est décalée vers une fréquence plus basse lors de l'augmentation de la valeur d'épaisseur d'InAs.

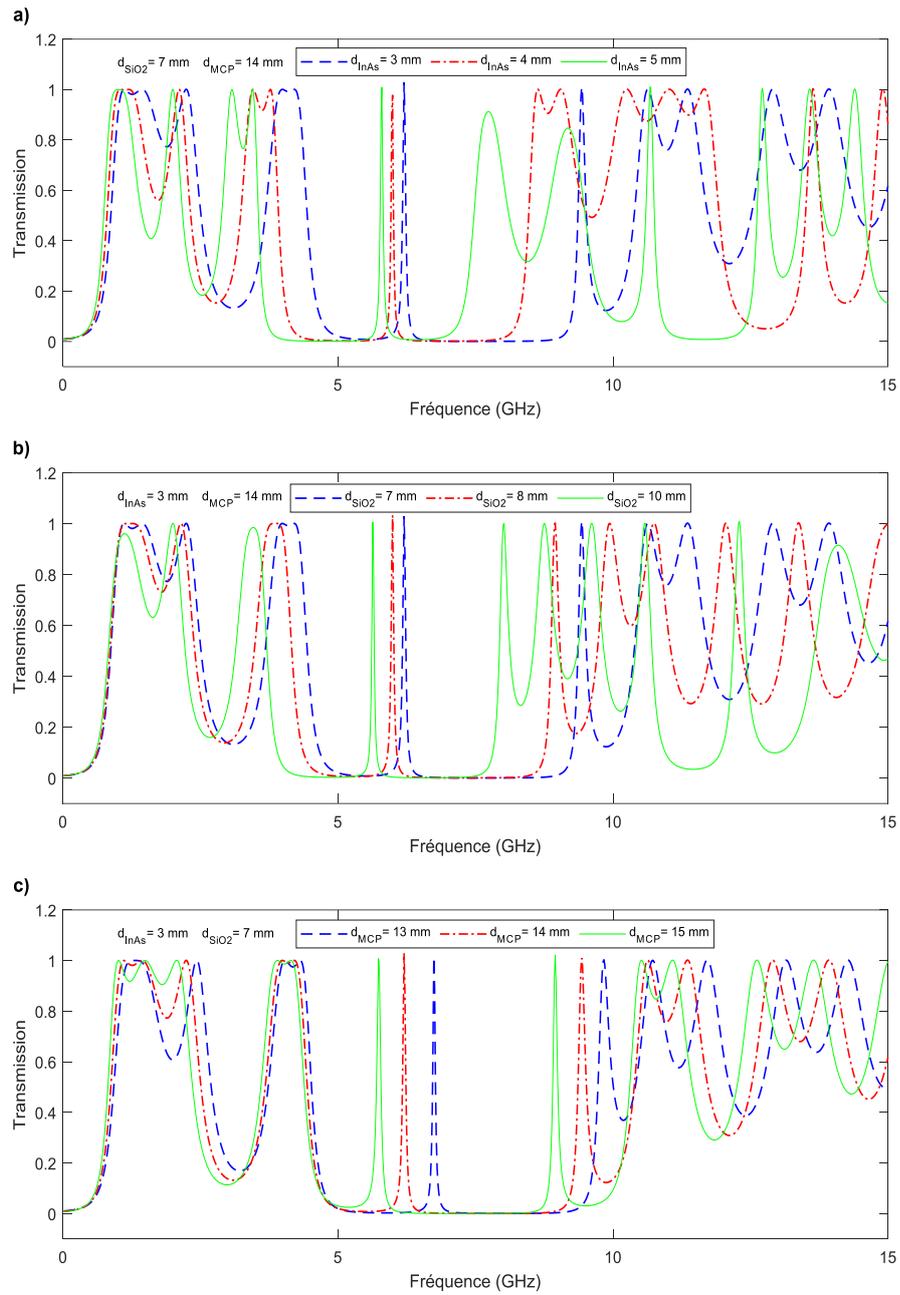
Les multiples bandes de la structure sont contrôlées par l'épaisseur du matériau InAs et peuvent être utilisées dans un filtre accordable multicanal.

**Figure 4.14b**, la transmittance varie avec l'augmentation de la valeur de l'épaisseur du matériau en dioxyde de silicium, et elle est à nouveau décalée vers la valeur inférieure de fréquence lors de l'augmentation de la valeur des épaisseurs.

Ces résultats sont également comparés aux travaux d'Aly et al [141], ces derniers, avaient suggéré qu'un défaut du matériau plasma magnétisé dans la structure périodique du diélectrique (quartz) et du diélectrique (air), et la transmittance avait trouvé un résultat possible dans une région de fréquence plus élevée, avec une épaisseur variable de matériau diélectrique pour les applications de filtres à bande étroite. Nos résultats calculés sont meilleurs pour les applications du filtre multicanal. Les variations d'épaisseur des matériaux sont prises en compte dans nos calculs, car l'épaisseur du matériau diélectrique et le rapport volumique du matériau nanocomposite, modifient la propriété optique d'un (1D-PC) avec un matériau défectueux [150].

La **Figure 4.14c**, montre la transmittance en fonction de la fréquence pour différentes valeurs d'épaisseur du plasma MCP, les pics et BIPs sont décalés vers les valeurs inférieures de fréquence lors de l'augmentation de la valeur des épaisseurs.

À partir des figures ci-dessous, les transmittances des structures symétriques considérées avec un défaut MCP, on a prédit qu'une telle structure de défaut avec des couches de plasma MCP a des pics de défaut de transmission multicanaux. Ces pics de transmission de défauts augmentent lorsque le défaut MCP augmente. En plus de cela, nous avons également prédit que ces pics de transmission de défauts varient également avec l'épaisseur du matériau InAs, SiO<sub>2</sub> et MCP.



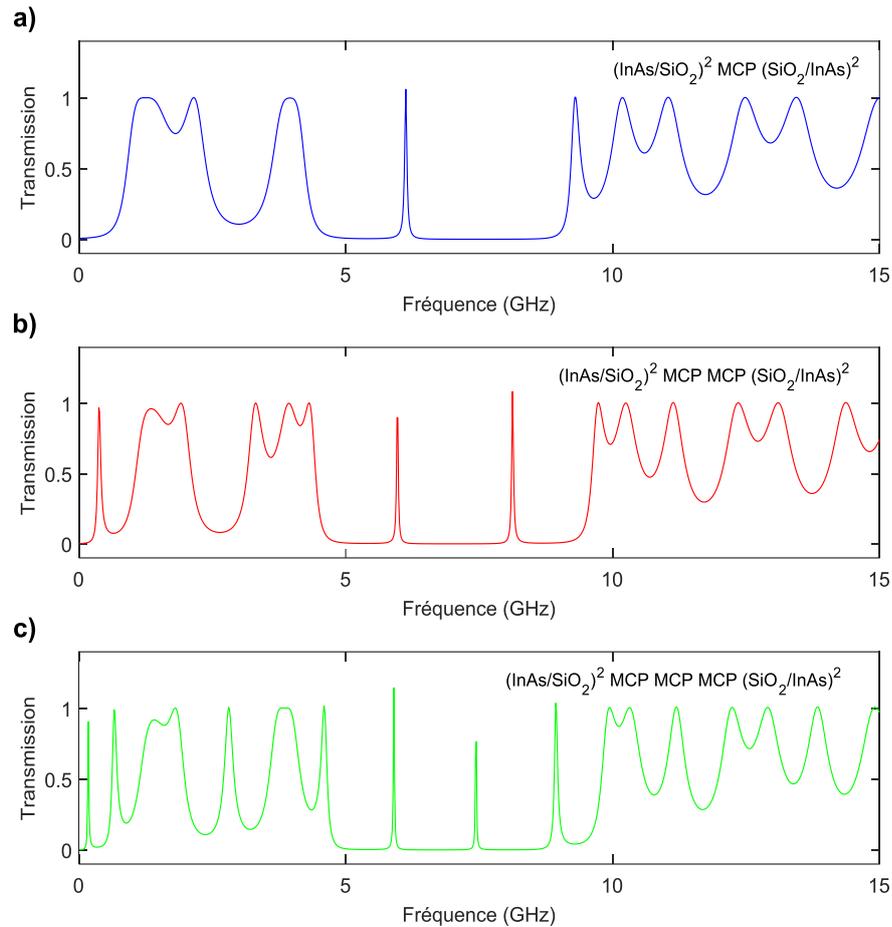
**Figure 4.14** Transmittance en fonction de la fréquence pour différentes valeurs des épaisseurs de la structure périodique 1D symétrique  $(\text{InAs}/\text{SiO}_2)^2 \text{MCP} (\text{SiO}_2/\text{InAs})^2$ .

**Tableau 4.9** Les valeurs des Pics de résonance et BIPs en fonction des épaisseurs des couches de la structure  $(\text{InAs}/\text{SiO}_2)^2 \text{MCP} (\text{SiO}_2/\text{InAs})^2$ .

<b>Variation d'épaisseur du matériau InAs</b>			
d [mm]	3.0	4.0	5.0
fr [Ghz]	6.201	5.873	5.796
BIP [Ghz]	5.180	4.835	4.250
<b>Variation d'épaisseur du matériau SiO<sub>2</sub></b>			
d [mm]	7.0	8.0	10.0
fr [Ghz]	6.201	5.991	5.631
BIP [Ghz]	5.180	4.985	4.520
<b>Variation d'épaisseur du matériau MCP</b>			
d mm]	13.0	14.0	15.0
fr [Ghz]	6.742	6.201	5.736
BIP [Ghz]	5.466	5.180	4.775

#### 4.4.6 Les structures résonnantes et le facteur de qualité Q

Dans la **Figure 4.15**, nous avons reporté la variation des spectres de transmission en fonction de la fréquence d'une structure 1D-PC de forme symétrique, dont le but d'étudier la relation entre le nombre des couches de défaut et les modes de défaut.



**Figure 4.15** Spectres de transmission en fonction de la fréquence de la structure périodique 1D-PC symétrique pour différents nombres des couches de défaut, ( $\theta=0$ , mode TE,  $\gamma=1.0 \times 10^7$ ,  $n_e=1.0 \times 10^{18}$ ,  $B=0.30T$ ); ( $d_{\text{InAs}}=3.1\text{mm}$ ,  $d_{\text{SiO}_2}=7.4\text{mm}$ ,  $d_{\text{MCP}}=12.0\text{mm}$ ) ; ( $n_{\text{InAs}}=3.3842$ ,  $n_{\text{SiO}_2}=1.4672$ ).

**Tableau 4.10** Fréquence de résonance et facteur de qualité Q pour différentes configurations.

Configuration	PICs	$f_r$	Q
$(\text{InAs-SiO}_2)^2 \text{ MCP } (\text{SiO}_2\text{- InAs})^2$	1 <sup>er</sup> PIC	6.126	1531.5
$(\text{InAs-SiO}_2)^2 \text{ MCP MCP } (\text{SiO}_2\text{- InAs})^2$	1 <sup>er</sup> PIC	5.976	181.1
	2 <sup>eme</sup> PIC	8.123	203.1
$(\text{InAs-SiO}_2)^2 \text{ MCP MCP MCP } (\text{SiO}_2\text{- InAs})^2$	1 <sup>er</sup> PIC	5.901	85.5
	2 <sup>eme</sup> PIC	7.447	354.6
	3 <sup>eme</sup> PIC	8.934	124.1

Nos résultats impliquent que le nombre de défauts peut être augmenté en ajoutant des couches défectueuses dans la structure 1D-PC de la forme symétrique, et pour que le filtre soit plus sélectif, on choisit la première configuration ou  $Q=1531.5$  **Tableau 4.10**.

## 4.5 FILTRE À BASE DES MATÉRIAUX PLASMA-SUPRACONDUCTEUR-DIÉLECTRIQUE

L'utilisation des matériaux supraconducteurs et plasmas dans des cristaux photoniques unidimensionnels (1D-PCs), visait à améliorer les performances et à réduire la taille de ces filtres. Récemment, les filtres en matériaux supraconducteurs ont attiré plus d'attention en raison de deux avantages principaux par rapport au matériau ordinaire. La résistance de surface extrêmement faible des supraconducteurs facilite le développement de dispositifs optiques avec de meilleures performances que les dispositifs conventionnels. La seconde est que la fonction diélectrique du supraconducteur dépend principalement de la profondeur de pénétration de Londres, qui dépend également de la température extérieure et du champ magnétique extérieur [147, 151-154]

Dans ce contexte, nous avons conçu un filtre optique sélectif basé sur un cristal photonique supraconducteur à plasma (MCP) unidimensionnel.

La méthode des matrices de transfert (TMM) est utilisée pour calculer les effets du champ magnétique et de l'épaisseur de la couche supraconductrice, sur la largeur des bandes interdites photoniques (BIPs) et la position du pic. En introduisant une couche défectueuse dans la structure (1D-PC), il serait possible de générer des modes de défaut très étroits à l'intérieur d'une bande interdite; le nombre de ces modes de défaut est associé au nombre de couches de défaut.

Les structures considérées sont  $(\text{Air}/(\text{PS})^7\text{D}_1(\text{PS})^7/\text{Air})$ ,  $(\text{Air}/(\text{PS})^7\text{D}_2\text{SD}_1(\text{PS})^7/\text{Air})$  et  $(\text{Air}/(\text{PS})^7\text{D}_1\text{PD}_1\text{SD}_1(\text{PS})^7/\text{Air})$ , dans laquelle les deux couches  $\text{D}_1$  et  $\text{D}_2$  sont des diélectriques et  $(\text{PS})$  est des bicouches MCP-Supraconducteurs. Plusieurs scénarios de simulation utilisant un code de MATLAB seront présentés pour montrer les performances de cette approche. La précision de l'analyse est approuvée par comparaison des résultats calculés avec des données publiées utilisant les mesures expérimentales réelles [134, 142, 143, 151].

### 4.5.1 La transmittance de la structure défectueuse asymétrique & symétrique

La structure proposée est restructurée comme  $\text{Air}/(\text{P}_n\text{S}_n)^n \text{D}_1(\text{P}_n\text{S}_n)^n / \text{Air}$ , où  $n=1, \dots, N/2$  et  $N = 14$ .

Les paramètres du matériau plasma MCP ( $\text{P}_n$ ) et le matériau supraconducteur  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  ( $\text{S}_n$ ) à utiliser dans les calculs sont montrés dans le **Tableau 4.11**, et selon les **équations (1.31) & (1.37)**. Les indices de réfraction des couches supraconductrice et plasma MCP, sont donné par [98, 143, 154]:

$$n_{\text{sup}} = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\varepsilon_{\text{SUPRA}} \cdot \mu_{\text{SUPRA}}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{\text{th}}}{\omega}\right)^2} \quad (1.44)$$

$$n_{\text{MCP}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{MCP}} \cdot \mu_{\text{MCP}}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega^2 \left(1 - i \frac{\gamma}{\omega} \pm \frac{\omega_{\text{le}}}{\omega}\right)}} \quad (1.45)$$

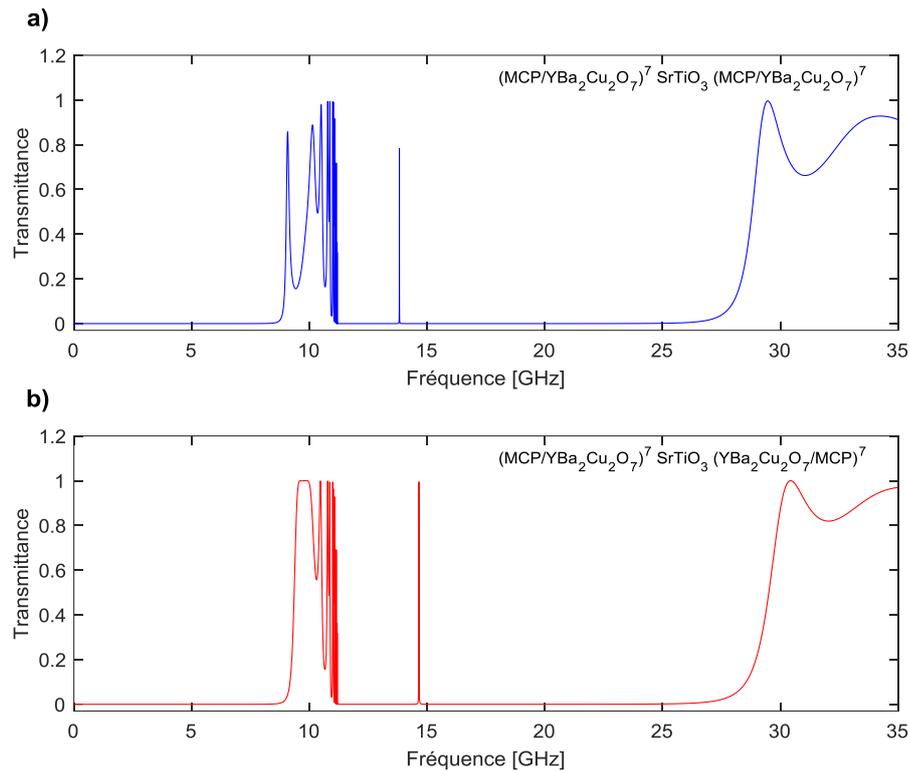
Avec  $\mu_{\text{SUPRA}} = \mu_{\text{MCP}} = 1$

Pour le matériau de la première couche défectueuse ( $D_1$ ), nous choisissons également le Titanate de strontium  $\text{SrTiO}_3$  avec un indice de réfraction  $n_{D1} = 2.437$  [134] et une épaisseur  $d_{D1} = 2$  mm, et l'arséniure d'indium  $\text{InAs}$  comme deuxième couche défectueuse ( $D_2$ ) avec  $n_{D2} = n_{\text{InAs}} = 3.384$  [134] et épaisseur  $d_{D2} = 2$  mm.

En utilisant les paramètres indiqués dans le **Tableau 4.11**, pour analyser et tracer le spectre de la transmittance de la structure asymétrique et symétrique, avec un angle d'incidence  $\theta_0 = 0$  comme indiqué dans les **Figures 4.16a & 4.16b**. La transmittance de la structure symétrique montre une large bande interdite  $\text{BIP} \approx 20$  Ghz.

**Tableau 4.11** Les paramètres des matériaux utilisés. [134, 140, 142, 143, 154]

Couche	$n_e$ [ $\text{m}^{-3}$ ]	$\gamma$ [Hz]	$B$ [T]	$T_C$ [K]	$T_{\text{op}}$ [K]	$\lambda_0$ [nm]	$n$	$d$ [m]
MCP	$1.0 \times 10^{18}$	$2 \times (2\pi) \times 10^4$	0.4	-	-	-	-	$1.0 \times 10^{-3}$
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	-	-	-	92	4.2	200	-	$100 \times 10^{-9}$
$\text{SrTiO}_3$	-	-	-	-	-	-	2.437	$2.0 \times 10^{-3}$
$\text{InAs}$	-	-	-	-	-	-	3.384	$2.0 \times 10^{-3}$



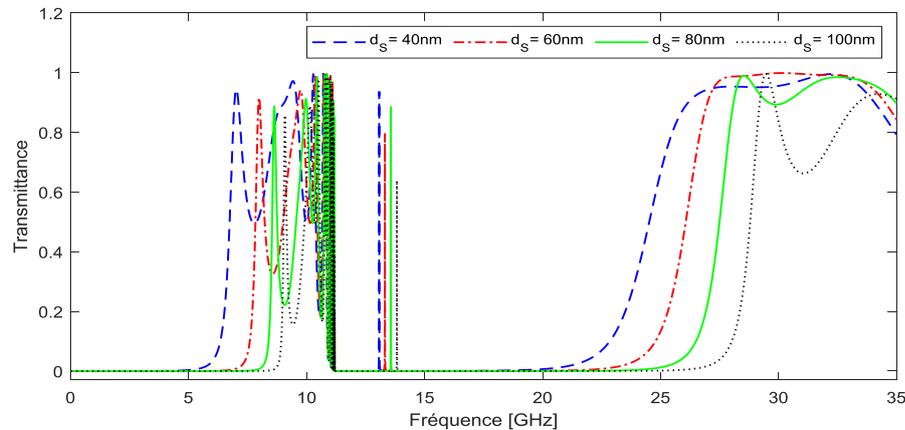
**Figure 4.16** Les spectres de transmission en fonction de la fréquence ; **a)** Structure asymétrique **b)** Structure symétrique.

#### 4.5.2 L'effet de l'épaisseur du supraconducteur sur les spectres de transmittance

La **Figure 4.17** montre les spectres de transmission en fonction de la fréquence pour quatre valeurs différentes de l'épaisseur du matériau supraconducteur. La dimension de la couche supraconductrice est choisie  $d_s = 40, 60, 80$  et  $100$  nm. Les épaisseurs de la couche MCP et de la couche défectueuse sont inchangées. D'après la **Figure 4.17**, lorsque la fréquence se situe dans l'intervalle (5-8.5) GHz, la largeur de la BIP est plus sensible à l'augmentation de l'épaisseur de la couche supraconductrice. De plus, lorsque  $d_s=40$  nm, l'apparition de la fréquence de coupure  $f_c$  à 5.014 GHz, pour des fréquences inférieures à  $f_c$ , on ne voit que l'apparition du BIP.

L'augmentation des valeurs de  $d_s$  à (60, 80 et 100 nm) conduit à une augmentation significative de la valeur de la fréquence de coupure (6.673, 7.844 et 8.613 GHz). En d'autres termes, la fréquence de coupure se déplace vers des régions de hautes fréquences lors de l'augmentation de l'épaisseur de la couche supraconductrice. À propos de l'intervalle de fréquence (13-14) GHz, on remarque l'apparition de la fréquence de résonance  $f_r = 13.08$  GHz quand  $d_s=40$ nm,  $f_r=13.32$  GHz lorsque  $d_s=60$  nm, 13.56 GHz quand  $d_s=80$  nm et 13.82 GHz quand  $d_s=100$  nm.

Enfin, nous concluons que l'épaisseur du supraconducteur est un paramètre important dans cette structure **Tableau 4.12**.



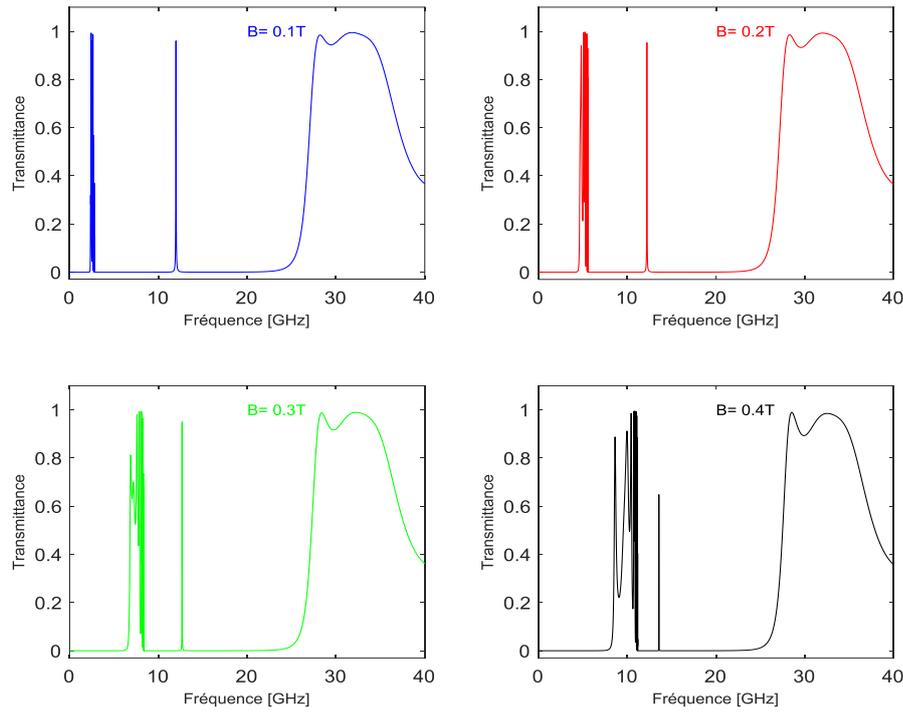
**Figure 4.17** Les spectres de transmission en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche supraconductrice. (Air/(MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> SrTiO<sub>3</sub> (MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> /Air)  $\theta_0=0$ , ( $n_e=10^{18}m^{-3}$ ,  $B=0.4T$ ), ( $\lambda_0=200nm$ ,  $T=4.2K$ ,  $T_C=92K$ ), ( $d_p=1mm$ ,  $d_{D1}=2mm$ ,  $n_{D1}=2.437$ ).

**Tableau 4.12** Bande interdite photonique, fréquence de résonance et de coupure de transmission à différentes valeurs de l'épaisseur de la couche supraconductrice pour la configuration (Air/(MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> SrTiO<sub>3</sub> (MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> /Air).

$d_s(nm)$	$f_c$ [GHz]	$f_r$ [GHz]	BIP [GHz]
40	5.014	13.081	14.992
60	6.673	13.323	16.302
80	7.844	13.562	17.184
100	8.613	13.821	18.221

#### 4.5.3 Effet du champ magnétique externe sur les spectres de transmittance

Dans cette partie, nous étudions l'influence du champ magnétique externe sur les spectres de transmission, la fréquence de coupure, la bande interdite photonique et la position du pic. D'après les résultats de la **Figure 4.18** et le **Tableau 4.13**, n'observe qu'un petit déplacement de la position du pic de défaut. Lorsque le champ magnétique externe  $B$  augmente, la bande interdite photonique diminue et plus d'ondulation apparaît à la fréquence de coupure, qui se déplace vers la gauche.



**Figure 4.18** Spectres de transmission en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du champ magnétique externe. (Air/(MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> SrTiO<sub>3</sub> (MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> /Air)  $\theta_0=0$ , ( $n_e=10^{18}m^{-3}$ ), ( $\lambda_0=200nm$ ,  $T=4.2K$ ,  $T_C=92K$ ), ( $d_p=1mm$ ,  $d_s=80nm$ ,  $d_{D1}=2mm$ ,  $n_{D1}=2.437$ ).

**Tableau 4.13** Bande interdite photonique, fréquence de résonance pour différentes valeurs du champ magnétique externe.

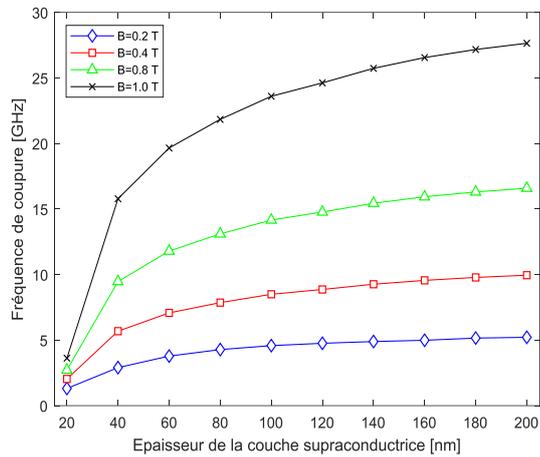
<b>B[T]</b>	<b>0.1</b>	<b>0.2</b>	<b>0.3</b>	<b>0.4</b>
fr [Ghz]	11.99	12.21	12.67	13.57
BIP [Ghz]	25.949	22.727	19.986	18.140

#### 4.5.4 Effet du champ magnétique externe et l'épaisseur de la couche supraconductrice sur les spectres de transmittance

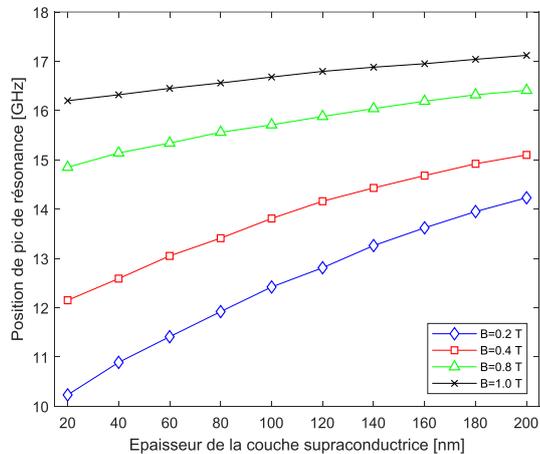
Pour étudier l'effet de l'épaisseur de la couche supraconductrice et du champ magnétique externe sur la fréquence de coupure, la position du pic et la bande interdite photonique, on fait varier le champ magnétique externe de 0.2 T à 1.0 T et l'épaisseur de la couche supraconductrice de 20 nm à 200 nm.

D'après les résultats de la **Figure 4.19**, on peut voir que l'effet de la variation de l'épaisseur de la couche supraconductrice sur la fréquence de coupure n'est significatif que pour une valeur proche de 200nm. La **Figure 4.20** montre que la position de pic augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche supraconductrice et du champ magnétique et se déplace vers les

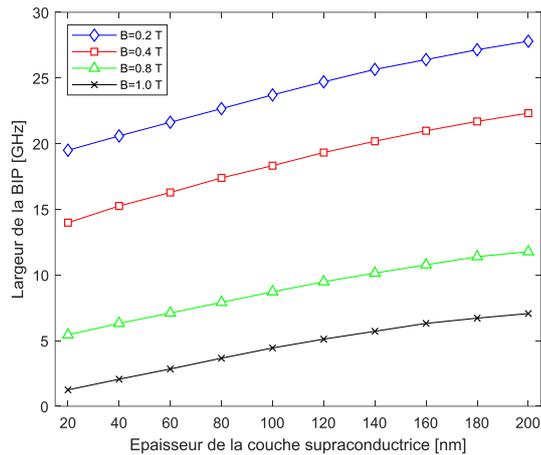
régions de hautes fréquences. La **Figure 4.21**, montre la bande interdite photonique de la structure 1D-PC défectueuse en fonction de l'épaisseur de la couche supraconductrice, en faisant varier le champ magnétique. La largeur de la BIP augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche supraconductrice, et diminue avec l'augmentation du champ magnétique externe, et se déplace vers les régions de fréquence plus élevée.



**Figure 4.19** La fréquence de coupure par rapport à l'épaisseur de la couche supraconductrice pour différentes valeurs de champ magnétique.



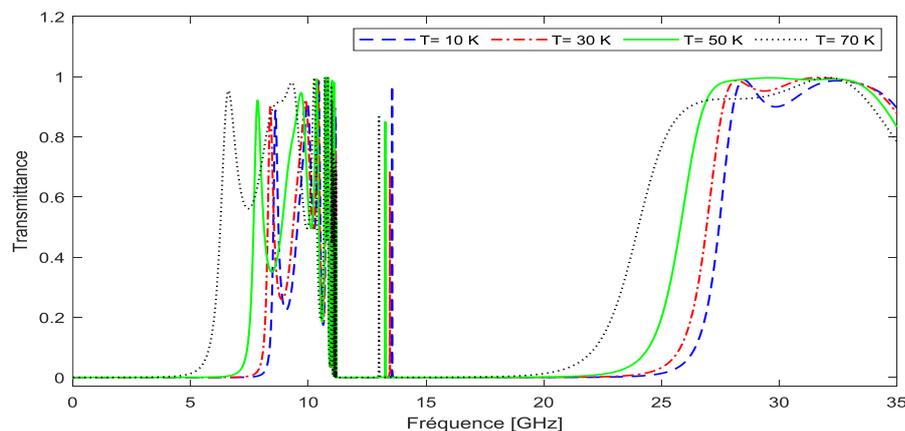
**Figure 4.20** La position de pic de résonance par rapport à l'épaisseur de la couche supraconductrice pour différentes valeurs de champ magnétique.



**Figure 4.21** La bande interdite photonique en fonction de l'épaisseur de la couche supraconductrice pour différentes valeurs de champ magnétique.

#### 4.5.5 Effet de la température sur les spectres de transmission

Sur la **Figure 4.22**, les résultats sont présentés pour les spectres de transmittance de la structure  $(\text{Air}/(\text{MCP-YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7 \text{SrTiO}_3 (\text{MCP-YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7/\text{Air})$  en fonction de la variation de la fréquence pour plusieurs températures. On peut observer que l'augmentation de la température est inversement proportionnelle à la fréquence de coupure. Cette réduction est significative pour des températures proches des 70 K. De plus, on constate que la position du pic de la structure défective se déplace vers les basses températures.



**Figure 4.22** Les spectres de transmission en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de température.  $(\text{Air}/(\text{MCP-YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7 \text{SrTiO}_3 (\text{MCP-YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7/\text{Air})$   $\theta_0=0$ ,  $(n_e=10^{18}\text{m}^{-3}, B=0.4\text{T})$ ,  $(\lambda_0=200\text{nm}, T_C=92\text{K})$ ,  $(d_p=1\text{mm}, d_s=80\text{nm}, d_{D1}=2\text{mm}, n_{D1}=2.437)$ .

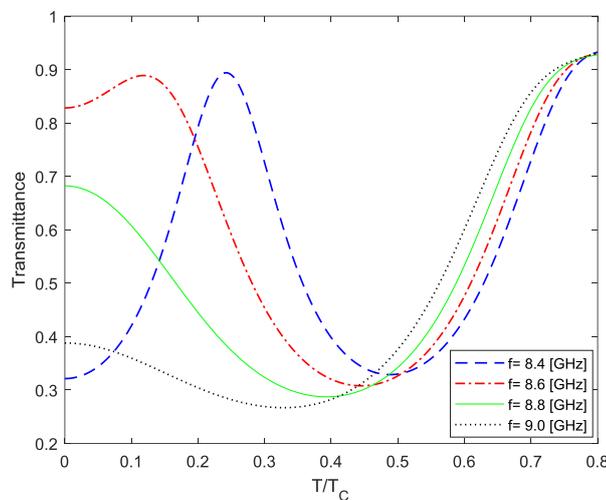
Le même comportement a été trouvé théoriquement pour le cas d'une structure 1D-PC supraconducteur à plasma MCP (sans défaut) [143, 155], qui a montré que la fréquence de coupure diminue avec l'augmentation de la température. Dans le **Tableau 4.14**, nous présentons

les résultats calculés de la fréquence de coupure, la fréquence de résonance et la bande interdite photonique à différentes valeurs de température.

**Tableau 4.14** Bande interdite photonique, fréquence de résonance et de coupure de transmission pour différentes valeurs de température pour la configuration (Air/(MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> SrTiO<sub>3</sub> (MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup>/Air)

T (K)	f <sub>c</sub> [GHz]	f <sub>r</sub> [GHz]	BIP [GHz]
10	7.770	13.560	17.240
30	7.395	13.450	16.870
50	6.491	13.270	16.670
70	4.265	13,000	15.470

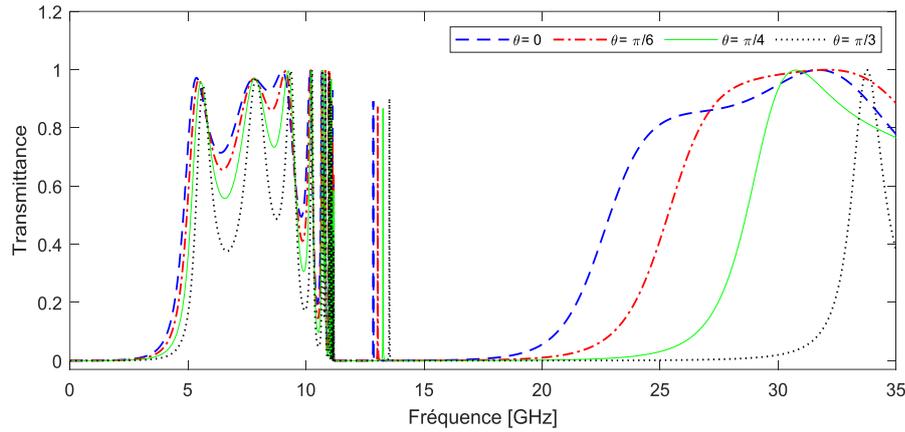
De plus, la **Figure 4.23** illustre la variation de la transmittance en fonction de la température à des fréquences variant entre 8.4 à 9.0 GHz supérieures à la fréquence de coupure. À haute température, une forte oscillation est observée, tandis que l'oscillation de la transmittance est faible [143, 155]. En d'autres termes, la BIP peut être ajustée en faisant varier la température. La structure dépend donc de la température, ce qui pourrait être utile dans l'électronique supraconductrice.



**Figure 4.23** Les spectres de transmission en fonction de la température pour différentes fréquences. (Air/(MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> SrTiO<sub>3</sub> (MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup>/Air),  $\theta_0=0$ , ( $n_e=10^{18}\text{m}^{-3}$ ,  $B=0.4\text{T}$ ), ( $\lambda_0=200\text{nm}$ ,  $T_C=92\text{K}$ ), ( $d_p=1\text{mm}$ ,  $d_s=80\text{nm}$ ,  $d_{D1}=2\text{mm}$ ,  $n_{D1}=2.437$ ).

#### 4.5.6 Effet de l'angle d'incident sur les spectres de transmittance

La **Figure 4.24** et le **Tableau 4.15** montrent les effets théoriques de la variation de l'angle d'incidence et de la fréquence sur les spectres de transmittance pour le mode TE. Il est intéressant de noter que pour la polarisation TE, nous avons trouvé des résultats acceptables pour l'application du filtre, mais pour l'application de TM de mauvais résultats sont obtenus.



**Figure 4.24** Spectre de transmission en fonction de la fréquence à différentes valeurs de l'angle d'incidence pour le mode TE. (Air/(MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> SrTiO<sub>3</sub> (MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> /Air), ( $n_e=10^{18}m^{-3}$ ,  $B=0.4T$ ), ( $\lambda_0=200nm$ ,  $T=4.2K$ ,  $T_C=92K$ ), ( $d_p=1mm$ ,  $d_s=20nm$ ,  $d_{D1}=2mm$ ,  $n_{D1}=2.437$ ).

**Tableau 4.15** Bande interdite photonique, fréquence de résonance et de coupure de transmission à différentes valeurs de l'angle d'incidence en mode TE, pour la configuration (Air/(MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> SrTiO<sub>3</sub> (MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> /Air).

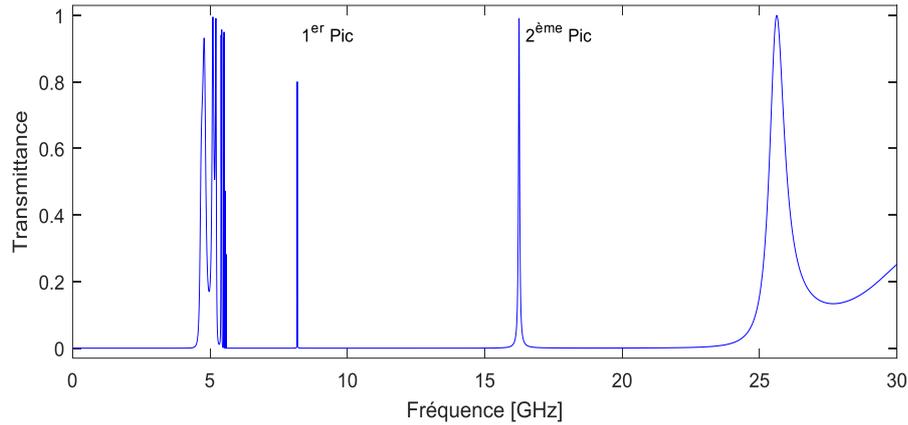
$\theta$ (rad)	$f_c$ [GHz]	$f_r$ [GHz]	BIP [GHz]
0	2.280	12.85	13.85
$\pi/6$	2.533	13.04	16.71
$\pi/4$	2.791	13.26	19.47
$\pi/3$	3.233	13.53	22.67

Ces changements peuvent être attribués à des effets de polarisation et à une discordance accrue dans l'épaisseur optique des couches adjacentes.

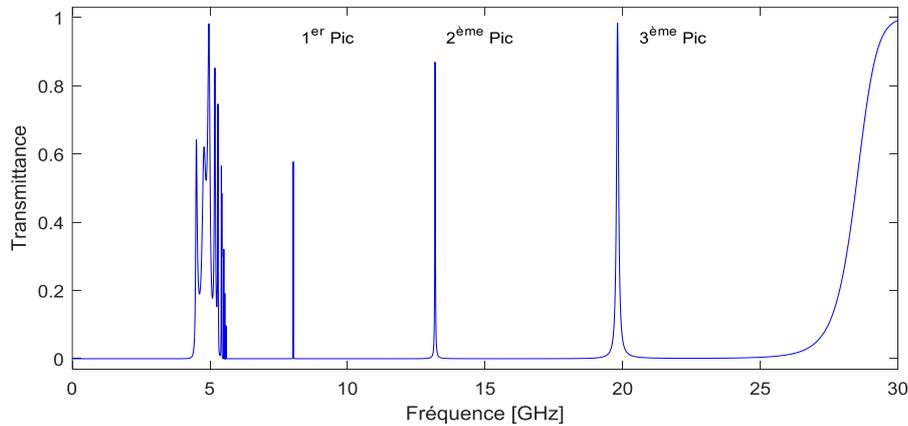
#### 4.5.7 Les structures résonnantes et le facteur de qualité Q

Pour étudier la relation entre le nombre de couches de défaut et les modes de défaut, nous avons tracé les spectres de transmission en fonction de la fréquence. Pour la première configuration (Air/ (MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> SrTiO<sub>3</sub> (MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup> /Air) **Tableau 4.16**, le pic de résonance est situé à la fréquence  $f_r=13.566$  GHz avec une valeur de facteur de qualité de  $Q=7140$ .

Nous avons tracé les spectres de transmission de la structure asymétrique (1D-PC) de la deuxième configuration (Air/(MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup>(InAs-MCP-SrTiO<sub>3</sub>)(MCP-YBa<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)<sup>7</sup>/ Air) sur la **Figure 4.25**, on peut observer, que pour la deuxième configuration, l'existence de deux modes de défaut respectivement dans la bande interdite photonique, et les pics de résonance sont situés à des fréquences ( $f_{r1}=8.173GHz$ ,  $f_{r2}=16.241GHz$ ) avec des valeurs de facteur de qualité de ( $Q_1=5448.67$ ,  $Q_2=541.33$ ).



**Figure 4.25** Spectre de transmission de la configuration  $(\text{Air}/(\text{MCP-YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7(\text{InAs-MCP-SrTiO}_3)(\text{MCP-YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7/\text{Air})$  calculés en fonction de la fréquence.  $n_{D1}=n_{\text{SrTiO}_3}=2.437$ ,  $n_{D2}=n_{\text{InAs}}=3.3842$ ,  $d_p=1\text{mm}$ ,  $d_s=80\text{nm}$ ,  $d_{D1}=d_{D2}=2\text{mm}$ ,  $B=0.2\text{T}$ ,  $n_e=10^{18}\text{m}^{-3}$ .



**Figure 4.26** Spectre de transmission de la configuration  $(\text{Air}/(\text{MCP-YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7(\text{SrTiO}_3\text{-MCP-SrTiO}_3\text{-YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7\text{-SrTiO}_3)(\text{MCP-YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7/\text{Air})$  calculés en fonction de la fréquence.  $n_{D1}=n_{\text{SrTiO}_3}=2.437$ ,  $d_p=1\text{mm}$ ,  $d_s=80\text{nm}$ ,  $d_{D1}=2\text{mm}$ ,  $B=0.2\text{T}$ ,  $n_e=10^{18}\text{m}^{-3}$ .

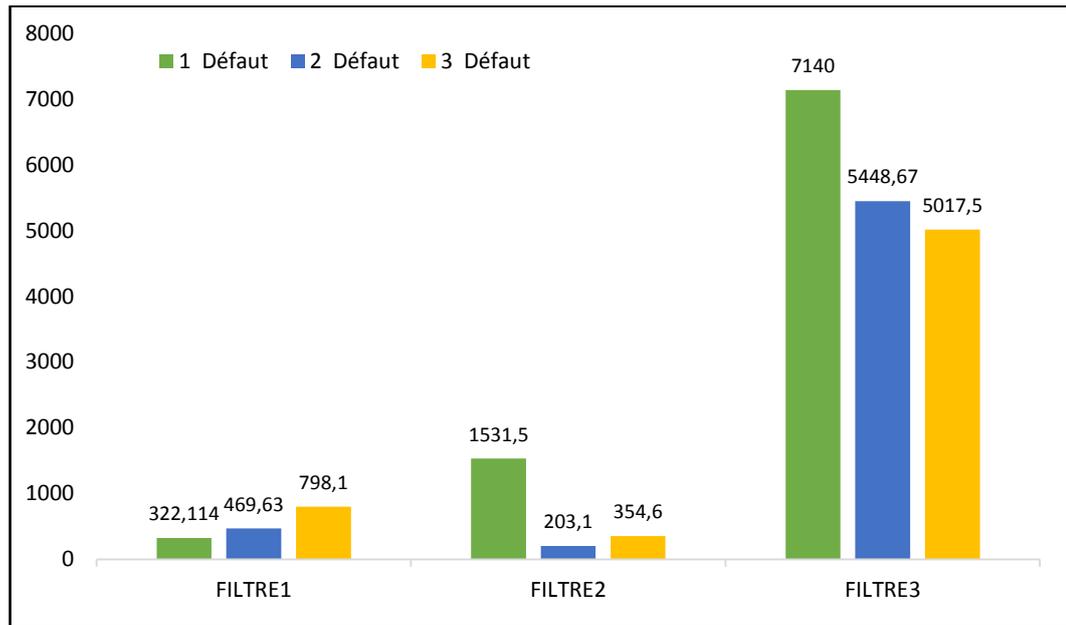
Pour la troisième configuration  $(\text{Air}/(\text{MCP-YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7(\text{SrTiO}_3\text{-MCP-SrTiO}_3\text{-YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7\text{-SrTiO}_3)(\text{MCP-YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7)^7/\text{Air})$ , nous trouvons ( $f_{r1}=8.028\text{ GHz}$ ,  $f_{r2}=13.181\text{ GHz}$ ,  $f_{r3}=19,811\text{ GHz}$ ) et ( $Q_1=5017.50$ ,  $Q_2=3214.63$ ,  $Q_3=330.17$ ).

Nos résultats impliquent que le nombre de modes de défaut peut être augmenté par l'ajout de couches de défauts dans la structure, et le meilleur résultat pour la sélectivité de ce filtre est obtenue par la première configuration où le facteur de qualité est égal 7140 **Tableau 4.16**.

En comparant les résultats concernant le facteur de qualité du dernier filtre étudié avec les précédents, on trouve que ce dernier (à base des matériaux plasma-supraconducteur-diélectrique) est mieux sélectif par rapport aux autres filtres à savoir (diélectrique, plasma-diélectrique) **Figure 4.27**.

**Tableau 4.16** Fréquence de résonance et facteur de qualité Q pour différentes configurations.

Configuration	PICs	$f_r$ [GHz]	Q
(MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> SrTiO <sub>3</sub> (MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup>	1 <sup>er</sup> PIC	13.566	7140.00
(MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> (InAs-MCP-SrTiO <sub>3</sub> ) (MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup>	1 <sup>er</sup> PIC	8.173	5448.67
	2 <sup>eme</sup> PIC	16.241	541.33
(MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup> (SrTiO <sub>3</sub> -MCP- SrTiO <sub>3</sub> -YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> -SrTiO <sub>3</sub> ) (MCP-YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2</sub> O <sub>7</sub> ) <sup>7</sup>	1 <sup>er</sup> PIC	8.028	5017.50
	2 <sup>eme</sup> PIC	13.181	3214.63
	3 <sup>eme</sup> PIC	19.811	330.17

**Figure 4.27** Comparaison entre les facteurs de qualité des trois filtres étudiés.

## 4.6 CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre, une conception et une étude des filtres sélectifs d'une structure multicouche périodique unidimensionnelle avec la méthode des matrices de transfert TMM.

Nous avons commencé par une présentation détaillée de la méthode TMM, ensuite nous avons présenté les trois filtres sélectifs d'une structure multicouche périodique unidimensionnelle avec défauts contenant des diélectriques, des diélectriques-plasmas et des plasmas-supraconducteurs-diélectriques.

Nous avons utilisé la méthode des matrices de transfert (TMM) afin de trouver les caractéristiques des spectres de transmission et la bande interdite photonique de la structure de base constituant nos filtres. Nous avons étudié également l'effet de certains facteurs

affectant la qualité du filtre, tels que l'épaisseur des couches, l'angle d'incidence et les propriétés physiques des matériaux sur lesquels repose la structure constitutive du filtre.

Pour le premier filtre nous avons utilisé que des couches métallo-diélectriques et diélectriques InP/SiO<sub>2</sub> dopé par ZnS. La transmittance de la structure symétrique et asymétrique a été étudiée et analysée avec la variation des différents paramètres tels que l'angle d'incidence et épaisseurs des couches.

Le deuxième filtre contient des couches de plasma MCP, nous avons choisi une structure périodique symétrique unidimensionnelle, constituée de deux matériaux considérés comme des diélectriques (InAs/SiO<sub>2</sub>), avec un ou deux couches défectueuses du MCP. Cette structure a été analysée avec une variation des angles d'incidence, des densités d'électrons, des champs magnétiques de plasma et de l'épaisseur de l'InAs et SiO<sub>2</sub>. La transmittance de la structure contenant deux couches de défaut de MCP a trouvé une meilleure réponse par rapport à une seule couche de défaut. Cette structure avec deux défauts de couches de plasma MCP, peut être une idée simple et innovante pour fabriquer des filtres multicanaux accordables dans la région des micro-ondes.

Pour le troisième filtre, une nouvelle conception et une analyse de la structure 1D-PC défectueuse symétrique, contenant des couches de plasma MCP et supraconductrice à haute température a été proposé. Nous avons montré qu'il existe une bande passante très étroite dans la bande interdite photonique, aboutissant un filtre très sélectif ayant un facteur de qualité très élevé. Le nombre de modes de défaut peut être contrôlé en ajustant le nombre de couches de défauts dans la structure.

En comparant les trois filtres, on trouve que le filtre à base des matériaux plasma-supraconducteur-diélectrique (troisième filtre), est très sélectif par rapport aux autres filtres diélectriques et plasma-diélectrique.

Par conséquent, les configurations des structures proposées peuvent être potentiellement utiles et intéressantes dans de nombreuses applications telles que, les filtres sélectifs de communication optique. Les résultats obtenus ont été concordants avec les données publiées disponibles dans la littérature.

# **CONCLUSION GÉNÉRALE**

## CONCLUSION GÉNÉRALE

Ce travail de thèse est une contribution à l'étude des propriétés optiques de structures périodiques à base des matériaux artificiels. Notre objectif était d'étudier les structures périodiques, plus précisément, les structures multicouches (1D et 2D). Nous avons utilisé pour cela trois méthodes: la méthode de différences finies dans le domaine temporel ou FDTD, la méthode des ondes planes PWE et la méthode des matrices de transfert TMM.

Le premier chapitre est consacré à la présentation des concepts de base liés aux cristaux photoniques ; nous avons cité leurs propriétés physiques et leurs différents types. En suite des rappels généraux sur les matériaux utilisés dans les structures périodiques à base de cristaux photoniques, nous avons exposé un aperçu sur les différents types de matériaux, en mettant l'accent sur les matériaux diélectriques, métamatériaux, supraconducteurs et les plasmas, ainsi que les applications optiques qui peuvent en découler.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté une étude théorique de la méthode FDTD, le principe de la méthode a été détaillé, les principaux points clés ont été pris en compte à savoir : la discrétisation dans le domaine temporel et spatial, le critère de stabilité et les conditions aux limites PML. Ensuite, nous avons présenté la mise en œuvre de la méthode FDTD à une et à deux dimensions, différentes structures ont été étudiées pour observer le comportement des ondes dans divers matériaux à indice de réfraction négatif. Une focalisation parfaite n'a été observée que dans les structures avec des couches de métamatériaux dont l'indice de réfraction est égal à (-1). Les résultats obtenus peuvent être utiles pour des recherches ultérieures et peuvent constituer une base pour la réalisation de simulations 3D, et on peut conclure que les métamatériaux peuvent être utilisés comme une lentille parfaite.

Le troisième chapitre, présente la formulation et l'implémentation de la méthode de décomposition en ondes planes PWE. Nous avons présenté les équations de Maxwell et la propagation de l'onde plane dans les cristaux photoniques 1D et 2D pour les modes TE et TM. La résolution de ces équations conduit aux diagrammes des bandes de dispersion, les résultats de simulation des bandes interdites et les modes de défauts ont été présentés. Nous avons tracé la variation des courbes de dispersion en fonction du vecteur d'onde pour les différentes configurations. Afin de savoir les effets du facteur de remplissage ( $f$ ) et de la constante diélectrique ( $\epsilon$ ) sur le nombre et la largeur de bande interdite, nous avons observé des larges bandes à partir des valeurs de  $f=28\%$  pour la structure déconnectée et pour des valeurs de  $f$  variant entre 28-50% pour la structure connectée. Les résultats trouvés montrent que lorsque la

permittivité du milieu est faible, la largeur de la bande est petite et lorsque la permittivité est élevée ( $\epsilon=9.0$  et  $\epsilon=12.0$ ), la largeur de la bande augmente considérablement. La PWE est une méthode qui trouve son intérêt dans l'étude des structures de grandes tailles, en utilisant des techniques itératives ; ce qui la rend consommatrice à la fois de temps et d'espace mémoire. En plus de cet inconvénient, on note l'apparition de faux modes lors de l'introduction dans la structure de plusieurs défauts. Des méthodes alternatives type: méthode des matrices de transfert (TMM) et les méthodes utilisant FDTD sont des méthodes simples et indépendantes du modèle.

Dans le quatrième chapitre, l'objectif est orienté principalement sur l'application de la méthode des matrices de transfert (TMM), dans les structures périodiques à base des matériaux artificiels. Nous avons commencé par une présentation détaillée de la méthode TMM, ensuite nous avons présenté trois filtres à une structure multicouche périodique unidimensionnelle avec défauts contenant des diélectriques, des diélectriques-plasmas et des plasmas-supraconducteurs -diélectriques. Nous avons créé des codes MATLAB utilisant la méthode TMM, afin de simuler et trouver les caractéristiques des spectres de transmission et la bande interdite photonique de la structure de base constituant nos filtres. Nous avons étudié également l'effet de certains facteurs affectant la qualité du filtre, tels que l'épaisseur des couches, l'angle d'incidence et les propriétés physiques des matériaux sur lesquels repose la structure constitutive du filtre. En comparant les trois filtres, on trouve que la nouvelle conception du filtre à base des matériaux plasma-supraconducteur-diélectrique (troisième filtre), est très sélectif ( $Q=7140$ ) par rapport aux autres filtres diélectriques et plasma-diélectrique. Par conséquent, les configurations des structures proposées peuvent être potentiellement utiles et intéressantes dans de nombreuses applications telles que, les filtres sélectifs de communication optique. Les résultats obtenus ont été concordants avec les données publiées disponibles dans la littérature.

Les limites de notre étude sont essentiellement dues à la complexité de certaines méthodes numériques utilisées, à savoir la méthode FDTD et PWE en mode 3D, et leurs programmations en code MATLAB. D'où l'intérêt d'utiliser des logiciels commerciaux plus facile à manier tel que HFSS et Rsoft.

## **RÉFÉRENCES**

## RÉFÉRENCES

- [1] R.-B. Hwang, *Periodic structures: mode-matching approach and applications in electromagnetic engineering*: John Wiley & Sons, 2012.
- [2] L. Schächter, *Beam-wave interaction in periodic and quasi-periodic structures*: Springer Science & Business Media, 2011.
- [3] V. Kumar *et al.*, "Silicon based one-dimensional photonic crystal as a TM-mode filter," vol. 6, n° 1, p. 73-78, 2014.
- [4] S. K. Srivastava et A. Aghajamali, "Study of optical reflectance properties in 1D annular photonic crystal containing double negative (DNG) metamaterials," vol. 489, p. 67-72, 2016.
- [5] H. J. El-Khozondar *et al.*, "Design of one dimensional refractive index sensor using ternary photonic crystal waveguide for plasma blood samples applications," vol. 111, p. 29-36, 2019.
- [6] H. E. Nejad, A. Mir et A. Farmani, "Supersensitive and tunable nano-biosensor for cancer detection," vol. 19, n° 13, p. 4874-4881, 2019.
- [7] A. Soltani *et al.*, "Comparative study of one-dimensional photonic crystal heterostructure doped with a high and low-transition temperature superconducting for a low-temperature sensor," vol. 445, p. 268-272, 2019.
- [8] W. M. Nouman *et al.*, "Biophotonic sensor for rapid detection of brain lesions using 1D photonic crystal," vol. 52, p. 1-14, 2020.
- [9] V. Kumar *et al.*, "Design of a wavelength division demultiplexer using Si-based one-dimensional photonic crystal with a defect," vol. 124, n° 16, p. 2527-2530, 2013.
- [10] L. Rayleigh, "XVII. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure," vol. 24, n° 147, p. 145-159, 1887.
- [11] C. Sibia *et al.*, *Photonic crystals: physics and technology*: Springer, 2008.
- [12] W. Zhang *et al.*, "Infrared spectrally selective low emissivity from Ge/ZnS one-dimensional heterostructure photonic crystal," vol. 37, p. 343-346, 2014.
- [13] J.-M. André et P. Jonnard, "Effective mass of photons in a one-dimensional photonic crystal," vol. 84, n° 3, p. 035708, 2011.
- [14] X. Shi *et al.*, "Topological description for gaps of one-dimensional symmetric all-dielectric photonic crystals," vol. 24, n° 16, p. 18580-18591, 2016.
- [15] F. Villa et J. Gaspar-Armenta, "Photonic crystal to photonic crystal surface modes: narrow-bandpass filters," vol. 12, n° 11, p. 2338-2355, 2004.
- [16] C.-J. Wu, M.-S. Chen et T.-J. Yang, "Photonic band structure for a superconductor-dielectric superlattice," vol. 432, n° 3-4, p. 133-139, 2005.
- [17] T.-W. Chang *et al.*, "Analysis of transmission properties in a photonic quantum well containing superconducting materials," vol. 140, p. 327-340, 2013.
- [18] S. Liu, W. Hong et N. Yuan, "Finite-difference time-domain analysis of unmagnetized plasma photonic crystals," vol. 27, n° 3, p. 403-423, 2006.
- [19] M. Guilloux-Viry et A. Perrin, "Couches minces supraconductrices à haute température critique pour l'électronique," vol. 3, n° 2, p. 141-147, 1998.
- [20] Z. Cai et J. Bornemann, "Generalized spectral-domain analysis for multilayered complex media and high-T/sub c/superconductor applications," vol. 40, n° 12, p. 2251-2257, 1992.

- [21] M. Solaimani, "Optical transport properties of one dimensional plasma photonic crystals: Crossover from rectangular to semi-sinusoidal layers," vol. 16, p. 102843, 2020.
- [22] S. K. Awasthi *et al.*, "Microwave multichannel tunable filter based on transmission and reflection properties of 1D magnetized plasma photonic crystal heterostructures," p. 1-14, 2019.
- [23] K. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," vol. 14, n° 3, p. 302-307, 1966.
- [24] L. Brillouin et M. Parodi, "Wave Propagation in Periodic Structures, International Series in Pure and Applied Physics," éd: McGraw-Hill, New York, 1946.
- [25] J. Cos *et al.*, "Double-cavity Fabry–Pérot tunable equalizer based on 1D photonic crystals," vol. 23, n° 4-5, p. 400-410, 2010.
- [26] Z. Ye *et al.*, "Characteristics of band structures in 1D photonic crystals containing alternate left–right handed materials," vol. 136, n° 9-10, p. 495-498, 2005.
- [27] P. Yeh, *Optical waves in layered media* vol. 95: Wiley New York, 1988.
- [28] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," vol. 58, n° 20, p. 2059, 1987.
- [29] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," vol. 58, n° 23, p. 2486, 1987.
- [30] E. Yablonovitch et K. Leung, "Photonic band structure: Non-spherical atoms in the face-centered-cubic case," vol. 175, n° 1-3, p. 81-86, 1991.
- [31] T. F. Krauss, M. Richard et S. Brand, "Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths," vol. 383, n° 6602, p. 699-702, 1996.
- [32] H. R. Míguez García *et al.*, "Photonic crystal properties of packed submicrometric SiO<sub>2</sub> spheres," 1997.
- [33] P. Ferrand *et al.*, "Self-assembly of three-dimensional photonic crystals on structured silicon wafers," vol. 81, n° 15, p. 2689-2691, 2002.
- [34] S.-Y. Lin et J. G. Fleming, "A three-dimensional optical photonic crystal," vol. 17, n° 11, p. 1944-1947, 1999.
- [35] D. Labilloy *et al.*, "Finely resolved transmission spectra and band structure of two-dimensional photonic crystals using emission from InAs quantum dots," vol. 59, n° 3, p. 1649, 1999.
- [36] O. Painter *et al.*, "Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser," vol. 284, n° 5421, p. 1819-1821, 1999.
- [37] O. Painter, J. Vučković et A. Scherer, "Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab," vol. 16, n° 2, p. 275-285, 1999.
- [38] T. M. Benson et P. Bienstman, "Photonic Crystals: Simulation Successes and some Remaining Challenges," dans *Photonic Crystals: Physics and Technology*: Springer, 2008, p. 239-252.
- [39] K. Ho, C. T. Chan et C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures," vol. 65, n° 25, p. 3152, 1990.
- [40] M. Rybin *et al.*, "Bragg scattering induces Fano resonance in photonic crystals," vol. 8, n° 2, p. 86-93, 2010.
- [41] S. A. Ramakrishna, "Physics of negative refractive index materials," vol. 68, n° 2, p. 449, 2005.
- [42] G. Tayeb et D. Maystre, "Rigorous theoretical study of finite-size two-dimensional photonic crystals doped by microcavities," vol. 14, n° 12, p. 3323-3332, 1997.
- [43] P. R. Villeneuve et M. Piché, "Photonic band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices," vol. 46, n° 8, p. 4969, 1992.
- [44] M. Plihal et A. Maradudin, "Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice," vol. 44, n° 16, p. 8565, 1991.

- [45] D. Cassagne, C. Jouanin et D. Bertho, "Hexagonal photonic-band-gap structures," vol. 53, n° 11, p. 7134, 1996.
- [46] R. D. Meade *et al.*, "Photonic bound states in periodic dielectric materials," vol. 44, n° 24, p. 13772, 1991.
- [47] H.-G. Park *et al.*, "Nondegenerate monopole-mode two-dimensional photonic band gap laser," vol. 79, n° 19, p. 3032-3034, 2001.
- [48] A. Birner *et al.*, "Silicon-based photonic crystals," vol. 13, n° 6, p. 377-388, 2001.
- [49] A. Petcu et L. Preda, "The optical transmission of one-dimensional photonic crystal," communication présentée à Paper presented at the National Conference of Physics, 2008.
- [50] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap structures," vol. 10, n° 2, p. 283-295, 1993.
- [51] M. Deubel *et al.*, "Direct laser writing and characterization of "Slanted Pore" Photonic Crystals," vol. 85, n° 11, p. 1895-1897, 2004.
- [52] K. M. Ho *et al.*, "Photonic band gaps in three dimensions: new layer-by-layer periodic structures," vol. 89, n° 5, p. 413-416, 1994.
- [53] J.-J. Rousseau et A. Gibaud, *Cristallographie géométrique et radiocristallographie*: Dunod Paris, 2007.
- [54] J. Martinez-Vega, *Dielectric materials for electrical engineering*: John Wiley & Sons, 2013.
- [55] R. J. Meredith, *Engineers' handbook of industrial microwave heating*: Iet, 1998.
- [56] O. Gallot-Lavallée, *Dielectric materials and electrostatics*: Wiley Online Library, 2013.
- [57] G. I. Torgovnikov, "Dielectric properties of wood-based materials," dans *Dielectric properties of wood and wood-based materials*: Springer, 1993, p. 135-159.
- [58] J.-C. DUBOIS, *Propriétés diélectriques des polymères*: Ed. Techniques Ingénieur, 1998.
- [59] M. Thevenot *et al.*, "Directive photonic-bandgap antennas," vol. 47, n° 11, p. 2115-2122, 1999.
- [60] C. Cheype *et al.*, "An electromagnetic bandgap resonator antenna," vol. 50, n° 9, p. 1285-1290, 2002.
- [61] M. Teirikangas, J. Juuti et H. Jantunen, "Organic-inorganic RF composites with enhanced permittivity by nanoparticle additions," vol. 115, p. 147-157, 2011.
- [62] J.-C. Niepce et J.-M. Haussonne, *BaTiO<sub>3</sub>: matériau de base pour les condensateurs céramiques*: Ed. Septima, 1994.
- [63] M. G. Pecht *et al.*, *Electronic packaging: materials and their properties*: CRC press, 2017.
- [64] V. Soni *et al.*, "Portable Automatic Micro-Ring Resonator System Using a Subwavelength Grating Metamaterial Waveguide for High-Sensitivity Real-Time Optical-Biosensing Applications," 2020.
- [65] C. Chettah et A. Chaabi, "Application of the dispersive FDTD method for studying different effects which limit the resolution of sub-wavelength of LHM slab," vol. 6, n° 1, p. 19-24, 2016.
- [66] S. Zuffanelli, *Antenna design solutions for RFID tags based on metamaterial-inspired resonators and other resonant structures*: Springer, 2017.
- [67] C. Chettah et A. Chaabi, "Digital parameters effect of LHM modeling " vol. 3, n° 2, p. 1-6, 2013.
- [68] V. G. Veselago, "The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of  $\text{Im} \epsilon$  and  $\mu$ ," vol. 10, n° 4, p. 509-514, 1968.
- [69] M. Maasch, *Tunable microwave metamaterial structures*: Springer, 2016.
- [70] J. B. Pendry *et al.*, "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures," vol. 76, n° 25, p. 4773, 1996.
- [71] J. B. Pendry *et al.*, "Low frequency plasmons in thin-wire structures," vol. 10, n° 22, p. 4785, 1998.

- [72] J. B. Pendry *et al.*, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," vol. 47, n°. 11, p. 2075-2084, 1999.
- [73] D. R. Smith *et al.*, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity," vol. 84, n°. 18, p. 4184, 2000.
- [74] D. R. Smith *et al.*, "Direct calculation of permeability and permittivity for a left-handed metamaterial," vol. 77, n°. 14, p. 2246-2248, 2000.
- [75] D. R. Smith et N. Kroll, "Negative refractive index in left-handed materials," vol. 85, n°. 14, p. 2933, 2000.
- [76] H. KAMERLINGH ONNES, "The superconductivity of mercury," vol. 122, p. 122-124, 1911.
- [77] W. Meissner et R. Ochsenfeld, "Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit," vol. 21, n°. 44, p. 787-788, 1933.
- [78] A. K. Saxena, *High-temperature superconductors* vol. 125: Springer Science & Business Media, 2012.
- [79] S. Fujita et S. Godoy, *Theory of high temperature superconductivity* vol. 121: Springer Science & Business Media, 2001.
- [80] A. Georges et P. Corvol, *De l'atome au matériau: les phénomènes quantiques collectifs* vol. 209: Collège de France, 2010.
- [81] H. Altenburg *et al.*, "Thick films of ceramic superconducting, electro-ceramic materials," vol. 74, n°. 11, p. 2083-2096, 2002.
- [82] H.-M. Lee et J.-C. Wu, "Transmittance spectra in one-dimensional superconductor-dielectric photonic crystal," vol. 107, n°. 9, p. 09E149, 2010.
- [83] A. H. Aly, W. Sabra et E. Abdel-Rahman, "Investigation of the transmittance in superconducting photonic crystal," vol. 155, 2012.
- [84] A. H. Aly, "Metallic and superconducting photonic crystal," vol. 21, n°. 7, p. 421, 2008.
- [85] W. Mayer *et al.*, "Phase signature of topological transition in Josephson junctions," 2019.
- [86] H. Ren *et al.*, "Topological superconductivity in a phase-controlled Josephson junction," vol. 569, n°. 7754, p. 93-98, 2019.
- [87] E. Gibney, "Surprise graphene discovery could unlock secrets of superconductivity," vol. 555, n°. 7695, 2018.
- [88] P. M. Grant, "The great quantum conundrum," vol. 476, n°. 7358, p. 37-39, 2011.
- [89] J. Bednorz, "Possible high T<sub>c</sub> superconductivity in the Ba-La-Cu-O system," vol. 64, p. 189-193, 1986.
- [90] A. R. Jha, *Superconductor technology: applications to microwave, electro-optics, electrical machines and propulsion systems*: Wiley, 1998.
- [91] M. Zamani, "Spectral properties of all superconducting photonic crystals comprising pair of high-high, low-low or high-low temperature superconductors," vol. 520, p. 42-46, 2016.
- [92] A. H. Aly *et al.*, "Optical properties of new type of superconductor-semiconductor metamaterial photonic crystals," vol. 31, n°. 11, p. 3453-3457, 2018.
- [93] M. A. Lieberman et A. J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and materials processing*: John Wiley & Sons, 2005.
- [94] S. Hamidi, "Optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetized coupled resonator plasma photonic crystals," vol. 19, n°. 1, p. 012503, 2012.
- [95] A. Aghajamali, A. Zare et C.-J. Wu, "Analysis of defect mode in a one-dimensional symmetric double-negative photonic crystal containing magnetized cold plasma defect," vol. 54, n°. 29, p. 8602-8606, 2015.

- [96] L. Qi *et al.*, "Properties of obliquely incident electromagnetic wave in one-dimensional magnetized plasma photonic crystals," vol. 17, n° 4, p. 042501, 2010.
- [97] C.-S. Kee *et al.*, "Tunable resonant transmission of electromagnetic waves through a magnetized plasma," vol. 67, n° 3, p. 036612, 2003.
- [98] H. G. Booker, "Energy behaviour of the X wave for transverse propagation," dans *Cold Plasma Waves*: Springer, 1984, p. 151-160.
- [99] A. Taflove *et al.*, "Detailed FD-TD analysis of electromagnetic fields penetrating narrow slots and lapped joints in thick conducting screens," vol. 36, n° 2, p. 247-257, 1988.
- [100] J.-P. Bérenger, "Perfectly matched layer (PML) for computational electromagnetics," vol. 2, n° 1, p. 1-117, 2007.
- [101] W. Yu, *Advanced FDTD methods: parallelization, acceleration, and engineering applications*: Artech House, 2011.
- [102] A. Taflove et M. E. Brodwin, "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations," vol. 23, n° 8, p. 623-630, 1975.
- [103] Z. S. Sacks *et al.*, "A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition," vol. 43, n° 12, p. 1460-1463, 1995.
- [104] Y. Hao et R. Mittra, *FDTD modeling of metamaterials: Theory and applications*: Artech house, 2008.
- [105] G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations," n° 4, p. 377-382, 1981.
- [106] B. Engquist et A. Majda, "Absorbing boundary conditions for numerical simulation of waves," vol. 74, n° 5, p. 1765-1766, 1977.
- [107] J.-P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," vol. 114, n° 2, p. 185-200, 1994.
- [108] D. M. Sheen *et al.*, "Application of the three-dimensional finite-difference time-domain method to the analysis of planar microstrip circuits," vol. 38, n° 7, p. 849-857, 1990.
- [109] J.-P. Berenger, "Perfectly matched layer for the FDTD solution of wave-structure interaction problems," vol. 44, n° 1, p. 110-117, 1996.
- [110] G. Kumar et K. P. Ray, *Broadband microstrip antennas*: Artech house, 2003.
- [111] W.-l. Tu *et al.*, "FDTD-based computed terahertz wave propagation in multilayer medium structures," communication présentée à International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2013: Terahertz Technologies and Applications, 2013, p. 89090Y.
- [112] D. Veerlavenkaiah et S. Raghavan, "Determination of propagation constant using 1D-FDTD with MATLAB," communication présentée à 2016 International Conference on Communication Systems and Networks (ComNet), 2016, p. 61-64.
- [113] R. E. Collin, "Frequency dispersion limits resolution in Veselago lens," vol. 19, p. 233-261, 2010.
- [114] S. Gündüz *et al.*, "Metamaterials and FDTD based numerical modeling studies," 2007.
- [115] R. W. Ziolkowski, "Pulsed and CW Gaussian beam interactions with double negative metamaterial slabs," vol. 11, n° 7, p. 662-681, 2003.
- [116] M. Cakir, G. Cakir et L. Sevgi, "A Two-Dimensional FDTD-Based Virtual Visualization Tool for Metamaterial-Wave Interaction [Education Column]," vol. 50, n° 3, p. 166-175, 2008.
- [117] J. Woodley et M. Mojahedi, "Backward wave propagation in left-handed media with isotropic and anisotropic permittivity tensors," vol. 23, n° 11, p. 2377-2382, 2006.
- [118] K. Low, M. M. Jafri et S. A. Khan, "Band gap calculation using the plane wave expansion method for metallic substrate photonic crystals (PC) with air rods in E polarizing mode," vol. 47, n° 6, p. 853-861, 2009.

- [119] S. Shi, C. Chen et D. W. Prather, "Plane-wave expansion method for calculating band structure of photonic crystal slabs with perfectly matched layers," vol. 21, n° 9, p. 1769-1775, 2004.
- [120] P. A. Cristina, "The Optical Transmission of One-Dimensional Photonic Crystals Containing Double-Negative Materials," p. 41, 2012.
- [121] H. Němec *et al.*, "Time-domain terahertz study of defect formation in one-dimensional photonic crystals," vol. 43, n° 9, p. 1965-1970, 2004.
- [122] H. Oraizi et A. Abdolali, "Several theorems for reflection and transmission coefficients of plane wave incidence on planar multilayer metamaterial structures," vol. 4, n° 11, p. 1870-1879, 2010.
- [123] F. Scotognella, "Four-material one dimensional photonic crystals," vol. 34, n° 9, p. 1610-1613, 2012.
- [124] S. Dehdashti, R. Roknizadeh et A. Mahdifar, "Analogue special and general relativity by optical multilayer thin films: the Rindler space case," vol. 60, n° 3, p. 233-239, 2013.
- [125] M.-C. Lin, R.-F. Jao et K.-H. Huang, "Transfer matrix approach to study light scattering in complex layered media," communication présentée à Infrared and Millimeter Waves, Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conference on 2004 and 12th International Conference on Terahertz Electronics, 2004., 2004, p. 689-690.
- [126] M. Born et E. Wolf, *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*: Elsevier, 2013.
- [127] F. De Medeiros, E. Albuquerque et M. Vasconcelos, "Optical transmission spectra in quasiperiodic multilayered photonic structure," vol. 18, n° 39, p. 8737, 2006.
- [128] Y.-T. Fang, "Direction and frequency filter basing on an ultra-compact structure consisting of dielectric films," vol. 42, n° 5, p. 850-853, 2010.
- [129] S. Rane et V. Puri, "Thick film dielectric overlay effects on thin and thick film microstrip bandpass filter," vol. 32, n° 8, p. 649-654, 2001.
- [130] S. Goudos *et al.*, "Dielectric filter optimal design suitable for microwave communications by using multiobjective evolutionary algorithms," vol. 49, n° 10, p. 2324-2329, 2007.
- [131] M. L. Hsieh *et al.*, "A miniaturized bandpass filter fabricated on high dielectric constant ceramic substrates," vol. 49, n° 9, p. 2087-2090, 2007.
- [132] Z. Liliental, Krivanek, O. L., Wager, J. F., Goodnick, S. M., "Structure of the InP /SiO<sub>2</sub> interface," vol. 46, n° 9, p. 889-891, 1985.
- [133] D. E. Aspnes et A. Studna, "Dielectric functions and optical parameters of si, ge, gap, gaas, gasb, inp, inas, and insb from 1.5 to 6.0 ev," vol. 27, n° 2, p. 985, 1983.
- [134] B. Mamri et O. Barkat, "Design of a Selective Filter Based on One-dimensional Superconductor Photonic Crystal," vol. 32, n° 11, p. 3397-3405, 2019.
- [135] B. Guo, "Photonic band gap structures of obliquely incident electromagnetic wave propagation in a one-dimension absorptive plasma photonic crystal," vol. 16, n° 4, p. 043508, 2009.
- [136] H. Hojo et A. Mase, "Electromagnetic-wave transmittance characteristics in one-dimensional plasma photonic crystals," vol. 8, p. 477-479, 2009.
- [137] W. Fan et L. Dong, "Tunable one-dimensional plasma photonic crystals in dielectric barrier discharge," vol. 17, n° 7, p. 073506, 2010.
- [138] L. Qi, "The absorbing properties of one-dimensional plasma photonic crystals," vol. 82, n° 1, 2016.
- [139] M. M. Abadla *et al.*, "Properties of ternary photonic crystal consisting of dielectric/plasma/dielectric as a lattice period," vol. 185, p. 784-793, 2019.
- [140] L. Qi, Z. Yang et T. Fu, "Defect modes in one-dimensional magnetized plasma photonic crystals with a dielectric defect layer," vol. 19, n° 1, p. 012509, 2012.

- 
- [141] A. H. Aly *et al.*, "Tunable properties of one-dimensional photonic crystals that incorporate a defect layer of a magnetized plasma," vol. 31, n°. 31, p. 1750239, 2017.
- [142] T.-W. Chang, J.-R. C. Chien et C.-J. Wu, "Magnetic-field tunable multichannel filter in a plasma photonic crystal at microwave frequencies," vol. 55, n°. 4, p. 943-946, 2016.
- [143] A. Aghajamali, "Transmittance properties in a magnetized cold plasma–superconductor periodic multilayer," vol. 55, n°. 23, p. 6336-6340, 2016.
- [144] I. Parm *et al.*, "The improvement of the SiO<sub>2</sub>/InAs interface properties with the aid of fast electron irradiation in a direct current sputter deposition system," vol. 172, n°. 3-4, p. 295-300, 2001.
- [145] N. Valisheva *et al.*, "Electrical properties of InAs-SiO<sub>2</sub>-In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> MIS structures with a modified interface," vol. 38, n°. 2, p. 87-94, 2009.
- [146] H. G. Booker, *Cold plasma waves* vol. 2: Springer Science & Business Media, 2012.
- [147] A. H. Aly et D. Mohamed, "The optical properties of metamaterial-superconductor photonic band gap with/without defect layer," vol. 32, n°. 7, p. 1897-1902, 2019.
- [148] A. H. Aly et H. Sayed, "Enhancement of the solar cell based on nanophotonic crystals," vol. 11, n°. 4, p. 046020, 2017.
- [149] X.-k. Kong *et al.*, "A novel tunable filter featuring defect mode of the TE wave from one-dimensional photonic crystals doped by magnetized plasma," vol. 17, n°. 10, p. 103506, 2010.
- [150] A. H. Aly, H. A. Elsayed et C. Malek, "Optical properties of one-dimensional defective photonic crystal containing nanocomposite material," vol. 26, n°. 01, p. 1750007, 2017.
- [151] A. H. Aly *et al.*, "One-dimensional metallo-superconductor photonic crystals as a smart window," vol. 32, n°. 8, p. 2313-2318, 2019.
- [152] A. H. Aly *et al.*, "Analysis of cutoff frequency in a one-dimensional superconductor-metamaterial photonic crystal," vol. 528, p. 5-8, 2016.
- [153] Z. A. Zaky et A. H. Aly, "Theoretical study of a tunable low-temperature photonic crystal sensor using dielectric-superconductor nanocomposite layers," vol. 33, n°. 10, p. 2983-2990, 2020.
- [154] C. Chettah, O. Barkat et A. Chaabi, "Tunable Properties of Optical Selective Filters Based on One-Dimensional Plasma Superconductor Photonic Crystal," vol. 34, n°. 9, p. 2239-2248, 2021.
- [155] A. H. Aly *et al.*, "THz transmittance in one-dimensional superconducting nanomaterial-dielectric superlattice," vol. 113, n°. 1, p. 382-384, 2009.

## RÉSUMÉ

Ce travail a été consacré à l'étude des caractéristiques des structures périodiques de matériaux artificiels par l'application des méthodes numériques. Notre intérêt était porté sur l'étude des structures multicouches à cristal photonique unidimensionnel en proposant une nouvelle conception et analyse de ces structures.

Nous avons rappelé dans un premier lieu les structures périodiques à base des cristaux photoniques, leurs différents types, ainsi que les notions des bandes photoniques et les matériaux de base utilisés dans ces structures. Secondairement, on a abordé la méthode de FDTD, nous avons commencé par la présentation théorique de la méthode, puis son applications dans les structures (1D&2D-PCs). Par la suite, on a traité la méthode des ondes planes PWE et son application dans les cristaux photoniques (1D&2D-PCs).

Nous avons terminé par la proposition d'une nouvelle conception et analyse d'une structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC), basée sur l'utilisation des matériaux artificiels (diélectriques-supraconducteurs-plasmas) pour la conception des filtres sélectifs, par l'étude de leur coefficient de transmission et les effets de variation des différents paramètres (épaisseurs, angle d'incidence, champ magnétique, température) en utilisant la méthode de TMM.

Nous avons réussi à la fin à réaliser un filtre, avec un facteur de qualité très élevé, meilleur que les filtres des structures précédentes ; qui trouve une grande utilité d'application dans le domaine de communication optique.

**Mots-clés :** Structures périodiques, matériaux artificiels, cristal photonique, FDTD, 1D&2D-PCs PWE, multicouche, unidimensionnelle, filtres sélectifs, TMM.

## ABSTRACT

This work was devoted to the study of the characteristics of periodic structures of artificial materials by the application of numerical methods. Our interest was focused on the study of multilayer structures with one-dimensional photonic crystal by proposing a new design and analysis of these structures.

We first recalled the periodic structures based on photonic crystals, their different types, as well as the notions of photonic bands and the basic materials used in these structures. The Secondly, we approached the FDTD method, we started with the theoretical presentation of the method, then its applications in structures (1D & 2D-PCs). Subsequently, we dealt with the plane wave PWE method and its application in photonic crystals (1D & 2D-PCs).

We ended with the proposal of a new design and analysis of a one-dimensional photonic crystal structure (1D-PC), based on the use of artificial materials (dielectric-superconductors-plasmas) for the design of selective filters, by studying their transmission coefficient and the effects of varying the different parameters (thicknesses, angle of incidence, magnetic field, temperature) using the TMM method.

In the end, we succeeded in making a filter, with a high quality factor, better than the filters of the previous structures; which finds great application utility in the field of optical communication.

**Key words:** Periodic structures, artificial materials, photonic crystal, FDTD, 1D&2D-PCs PWE, multilayer, one-dimensional, selective filters, TMM.

## ملخص

خصص هذا العمل لدراسة خصائص الهياكل الدورية للمعادن الاصطناعية من خلال تطبيق الطرق العددية. يتركز اهتمامنا على دراسة الهياكل متعددة الطبقات ذات البلورة الفوتونية أحادية البعد من خلال اقتراح تصميم جديد وتحليل لهذه الهياكل.

قمنا أولاً بالتذكير بالهياكل الدورية القائمة على البلورات الفوتونية، وأنواعها المختلفة، بالإضافة إلى مفاهيم الفجوات الضوئية والمعادن الأساسية المستخدمة في هذه الهياكل. ثانياً، تناولنا الطريقة العددية المسماة FDTD، وبدأنا بالعرض النظري للطريقة، ثم تطبيقاتها في الهياكل (ذات البعد الاحادي والثنائي). بعد ذلك، تطرقنا لطريقة الموجات المستوية PWE وتطبيقاتها في البلورات الفوتونية (ذات البعد الاحادي والثنائي).

وانهينا الدراسة، باقتراح تصميمًا وتحليلًا جديدًا للهياكل البلورية الفوتونية أحادي البعد، بناءً على استخدام المعادن الاصطناعية (الموصلات العازلة - الموصلات الفائقة - البلازما) لتصميم المرشحات الانتقائية، من خلال دراسة معامل انتقالها وتأثيرات تغيير المعاملات المختلفة (السماكة، زاوية السقوط، المجال المغناطيسي، درجة الحرارة) باستخدام الطريقة العددية TMM.

في النهاية نجحنا في عمل مرشح (فيلتر) بجودة عالية أفضل من مرشحات الهياكل السابقة. والذي يجد فائدة تطبيقية كبيرة في مجال الاتصال البصري.

**الكلمات المفتاحية:** الهياكل الدورية، المعادن الاصطناعية، البلوري الفوتوني، FDTD، PWE، متعدد الطبقات، أحادي البعد، مرشحات انتقائية، TMM.

## LISTE DES TRAVAUX SCIENTIFIQUES

### Publications Internationales

1. C. Chettah, O. Barkat et A. Chaabi, "Tunable Properties of Optical Selective Filters Based on One-Dimensional Plasma Superconductor Photonic Crystal," vol. 34, no. 9, p. 2239-2248, 2021.
2. C. Chettah, A. Chaabi "Application of the dispersive FDTD method for studying different effects which limit the resolution of sub -wavelength of LHM slab". (IJSST) - ISSN 2250-1576 (P), ISSN (E) 2278-9405 Vol. 6, Issue 1, 19-24, 2016.
3. C. Chettah, A. Chaabi, "digital parameters effect of LHM modeling". International Journal of Semiconductor Science & Technology (IJSST), Vol. 3, N° 2, pp. 1-6, 2013.

### Communications internationals

1. C. Chettah, A. Chaabi "Comparaison of the analytical calculation and numerical results are obtained by use of transformation matrix technique of optical waves". ICAME'15, Yildiz Technical University, Istanbul, TURKEY, 13-15 May 2015.
2. C. Chettah, A. Chaabi "Modeling of 1-D and 2-D metamaterial lens". EMC/MRE'1, Marrakech, MOROCCO, 21-25 November 2011.
3. C. Chettah, A. Chaabi "Digital parameters effect of LHM modelling". EMM-FM'1 2011, Sousse, TUNISIA, 06-10 September, 2011.

### Communications nationales

1. C. Chettah, A. Chaabi "L'effet des paramètres numériques du métamatériau sur la modélisation du LHM". CI2M'1, Annaba, ALGERIE, 10-12 Mai 2010.
2. C. Chettah, A. Chaabi "Coefficient de transmission d'un matériau d'indice optique négatif modélisé par la méthode FDTD". ICO08, Setif, ALGERIE, 8-10 Novembre 2008.

## Abstract

This work was devoted to the study of the characteristics of periodic structures of artificial materials by the application of numerical methods. Our interest was focused on the study of multilayer structures with one-dimensional photonic crystal by proposing a new design and analysis of these structures.

We first recalled the periodic structures based on photonic crystals, their different types, as well as the notions of photonic bands and the basic materials used in these structures. The second chapter approached the FDTD method, we started with the theoretical presentation of the method, then its applications in structures (1D & 2D-PCs). The third chapter, treated the method of plane waves PWE and its application in resonators.

We ended with the fourth chapter, where we proposed a new design and analysis of a one-dimensional photonic crystal structure (1D-PC), based on the use of artificial materials (dielectric-superconductors-plasmas) for the design of selective filters, by studying their transmission coefficient and the effects of varying the different parameters (thicknesses, angle of incidence, magnetic field, temperature) using the TMM method.

In the end, we succeeded in making a filter, with a high quality factor, better than the filters of the previous structures; which finds great application utility in the field of optical communication.

**Key words:** Periodic structures, artificial materials, photonic crystal, FDTD, 1D&2D-PCs PWE, multilayer, one-dimensional, selective filters, TMM.

## ملخص

خصص هذا العمل لدراسة خصائص الهياكل الدورية للمعادن الاصطناعية من خلال تطبيق الطرق العددية. يتركز اهتمامنا على دراسة الهياكل متعددة الطبقات ذات البلورة الضوئية أحادية البعد من خلال اقتراح تصميم جديد وتحليل لهذه الهياكل. نذكر أولاً بالهياكل الدورية القائمة على البلورات الفوتونية، وأنواعها المختلفة، بالإضافة إلى مفاهيم الفجوات الضوئية والمعادن الأساسية المستخدمة في هذه الهياكل. يتناول الفصل الثاني الطريقة العددية المسماة FDTD، ونبدأ بالعرض النظري للطريقة، ثم تطبيقاتها في الهياكل (ذات البعد الاحادي والثنائي). اما الفصل الثالث فتناول طريقة الموجات المستوية PWE وتطبيقاتها في البلورات الفوتونية (ذات البعد الاحادي والثنائي).

وانهينا الدراسة بالفصل الرابع، حيث اقترحنا تصميمًا وتحليلًا جديدًا للهياكل البلورية الفوتونية أحادي البعد، بناءً على استخدام المعادن الاصطناعية (الموصلات العازلة - الموصلات الفائقة - البلازما) لتصميم المرشحات الانتقائية، من خلال دراسة معامل انتقالها وتأثيرات تغيير المعاملات المختلفة (السماكة، زاوية السقوط، المجال المغناطيسي، درجة الحرارة) باستخدام الطريقة العددية TMM. في النهاية نجحنا في عمل مرشح (فيلتر) بجودة عالية أفضل من مرشحات الهياكل السابقة. التي تجد فائدة تطبيقية كبيرة في مجال الاتصال البصري.

**الكلمات المفتاحية:** الهياكل الدورية، المعادن الاصطناعية، البلورية الفوتونية، FDTD، PWE، متعدد الطبقات، أحادي البعد، مرشحات انتقائية، TMM.