



MÉMOIRE

Présentée

À L'UNIVERSITE DE TLEMCCEN
FACULTÉ DE TECHNOLOGIE

Pour l'obtention du diplôme de

MASTER

Spécialité : " Télécommunications"

Par

Melle. SAIDANI Asma

**APPLICATION DES METHODES STOCHASTIQUES POUR
L'OPTIMISATION DES FILTRES PASSE-BANDE À BASE DES
CRISTAUX PHOTONIQUES UNIDIMENSIONNELS**

Soutenue en Juin 2014 devant le Jury:

Mr. M. ABRI

Melle. H. DJELTI

Mme. H. ABRI

M.C.A à l'Université de Tlemcen

M.C.B à l'Université de Tlemcen

M. A. B à l'Université de Tlemcen

Président

Examinatrice

Encadreur

Remerciements

Nous remercions DIEU le tout puissant qui nous a donné durant toutes ces années, la santé, le courage et la foi en nous même pour pouvoir avancer et mener nos études à leurs termes.

Nous ne saurions, réellement, trouver les expressions éloquentes que mérite notre encadreur Madame ABRI Née BADAOUI Hadjira Maitre assistante classe B à l'université Abou-Bekr Belkaid pour sa patience, son encouragement, son aide, son dévouement, son apport précieux et sa présence efficace durant toute cette étude.

Nos premiers mots de reconnaissance vont à Monsieur ABRI Mehadji Maitre de Conférence classe A à l'université Abou-Bekr Belkaid qu'il trouve ici l'expression de nos sincères remerciements d'avoir accepté de présider cette jury.

Nous tenons à exprimer notre gratitude à Melle DJELTI Hamida maître de conférence classe B à l'université Abou-Bekr Belkaid pour l'honneur que nous a fait en acceptant de faire partie du jury.

Enfin, nous exprimons notre remerciement à tous qui ont contribués de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.

Résumé

Ce travail de mémoire engendre une contribution sur les cristaux photoniques planaires unidimensionnels CP 1.5D dans le domaine de l'optique intégrée. En premier lieu, nous avons commencé par des généralités sur les Cristaux Photoniques. On peut noter, qu'il existe des CP naturel à l'état minéral et biologique. Par comparaison avec la nature, nous sommes orientés vers une notion très importante, c'est la ressemblance entre un e- et un photon et qui va nous faire comprendre l'origine de la bande interdite photonique. Par suite, nous avons essayé de définir les cristaux photoniques, et plus précisément les cristaux unidimensionnels. Ces nouveaux matériaux peuvent interdire la propagation de la lumière dans certaines directions et pour des énergies comprises dans ce qu'on appelle la bande interdite ou bien un gap photonique. Nous avons également étudié les caractéristiques géométriques des cristaux photoniques afin de pouvoir les intégrer dans des systèmes optoélectroniques en tant que composants de filtrage. Par conséquent, notre travail a présenté un intérêt très spécifique sur la capacité de filtrage des cristaux photoniques unidimensionnels planaires d'une longueur finie en adhérant sur la géométrie des couches des semi-conducteurs qui les composent afin que le filtre passe-bande à base de CP-1.5D puisse résonner à une gamme de fréquences exigée par l'utilisateur. Pour se faire, nous avons utilisées une des méthodes stochastiques, il s'agit du *recuit simulé*. Cette dernière est implémentée sous le logiciel de calcul *MATLAB* pour pouvoir intervenir sur les dimensions des différentes couches qui forment notre filtre en question. Grâce à cette méthode, nous avons appris que changer l'intervalle de fonctionnement du filtre déduisait un changement sur l'épaisseur optique de notre filtre.

Mots clés: Cristaux photoniques unidimensionnels, recuit simulé, filtres passe-bande en longueur d'ondes, optimisation.

SOMMAIRE

Remerciements	i
Liste des acronymes	ii
Liste des figures	iii
Liste des tableaux	iv
Introduction générale	01

Chapitre I : Généralités sur les Cristaux Photoniques

I.1.Introduction.....	3
I.2.Similitude Electron – Photon.....	3
I.2.1Cas de cristal atomique d’un matériau semi conducteur.....	4
I.2.1.1. Modèle de Kronig –Penny.....	4
I.2. 2. Cas d’un cristal photonique.....	7
I.3. Définitions de quelques concepts de base.....	12
I.4. Etapes de fabrication des cristaux photoniques.....	13
I.5. Matériaux à bandes interdites photoniques naturels.....	13
I.5. 1. Les Papillons.....	13
I.5. 2. Les oiseaux.....	14
I.5. 3. Les Opales.....	15
I.6. Cristaux photoniques à une dimension (réseau de Bragg).....	16
I.6. 1. Principe de fonctionnement des réseaux de Bragg.....	17
I.6. 2. Influence de l’angle d’incidence du faisceau lumineux.....	18
I.6.3.Caractéristiques géométriques et physiques d’un cristal photonique unidimensionnel.....	19

I.6. 3. 1. Le contraste d'indice δ	20
I.6. 3. 2. Les périodes.....	20
I.6. 3. 3. Le facteur de remplissage f	20
I.7. Les cristaux photoniques unidimensionnels planaires.....	21
I.8. Défaut dans les CPs -1D.....	22
I.9. Techniques de modélisation.....	23
I.9. 1. Décomposition en ondes planes.....	23
I.9. 2. Différences finies dans le domaine temporel.....	23
I.9. 3. La méthode de l'indice effectif.....	24
I.10. Les applications des CPs-1D.....	24
A. Les VCSEL.....	24
B. Filtres de type Fabry-Pérot.....	25
I.11. Conclusion.....	26

Chapitre II : Outils de simulation

II. 1. Introduction.....	28
II. 2. La méthode de matrice de transfert.....	28
II. 3. Recuit simulé.....	32
II.3.1. Probabilité de Boltzman.....	33
II.3.2 Critères de Metropolis.....	34
II.3.3 Chaîne de Markov.....	34
II.3.4 L'algorithme.....	35
II.3.5 Paramètre du recuit simulé.....	36
II. 3. 5. 1. Température.....	36
II. 3. 5. 2. Température initiale.....	36
II. 3. 5. 3. Décroissance de la température.....	37
II. 3. 6. Avantages et inconvénients.....	40
II. 4. Conclusion.....	40

Chapitre III : Présentation des résultats de simulation

III. 1. Introduction.....	41
III. 2. Optimisation des filtres passe-bande à base des CPs-1D.....	41
III. 3. Présentation des résultats de simulation.....	42
III. 4. Conclusion.....	57
Conclusion générale.....	58
Annexe A.....	59
Références bibliographiques.....	61

Liste des acronymes

Dans ce manuscrit nous avons utilisées quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous.

m : la masse de l'électron.

h : La constante de Planck.

ψ : La fonction d'onde.

E : l'énergie de l'électron.

$V(x)$: la distribution du potentiel électrique suivant l'axe (Ox).

\vec{E} : Le champ électrique

\vec{H} : Le champ magnétique

\vec{D} : L'induction électrique

\vec{B} : L'induction magnétique.

a : la période du cristal photonique.

φ : l'angle d'incidence.

δ : difference de marche.

f : facteur de remplissage.

n : l'indice de réfraction.

λ : Longueur d'onde.

FDTD : Finite Difference Time Domain.

BIP : Bande Interdite Photonique.

SOI : Silicone On Insulator.

VCSEL : Vertical Cavity Surface Emitting Laser.

CP : Cristal Photonique.

CPs -1.5D : les cristaux photoniques unidimensionnels planaires.

TMM :Transfert Matrix Method

Liste des figures

Chapitre I :

Figure I.1 : potentiel électrique dans un cristal unidimensionnel.....	4
Figure I.2 : Modèle de Kronig – Penny : potentiel électrique périodique unidimensionnel.....	4
Figure I.3 : Bandes permises et bandes interdites.....	7
Figure I.4 : constante diélectrique périodique.....	9
Figure I.5 : Les différents types des cristaux photoniques : (a) Unidimensionnel (b) Bidimensionnel (c) Tridimensionnel	12
Figure I.6 : la figure (b) présente l’agrandissement d’une aile de papillon (a).....	14
Figure I.7 : Agrandissement d’une plume de paon au microscope montrant la structure des barbules. Chaque barbule est divisée en une série de cuvettes(flèche rouge).....	15
Figure I.8 : (a) Bracelet monté d’une opale naturelle quasi-périodique bille de silice (b) Image au microscope électronique d’une opale naturelle.....	15
Figure I.9 : Structure unidimensionnelle.....	16
Figure I.10 : Structure de bande pour un réseau de Bragg (en incidence normale) de Permittivités $\epsilon_1 = 13$; et $\epsilon_2 = 1$; de diamètres respectifs $d_1 = 0.2$ a et $d_2 = 0.8$	17
Figure I.11 : Représentation schématique de l’interférence des ondes réfléchies par chaque dioptre.....	18
Figure I.12 : Influence de l’incidence du faisceau.....	18
Figure I.13 : (a) Propagation à incidence oblique à travers une structure 1D (b) Evolution de la bande interdite en fonction de l’angle d’incidence...	19
Figure I.14 : Période d’un cristal photonique unidimensionnel.....	20
Figure I.15 : Représentation schématique d’un CP 1.5D fabriqué dans un substrat de SOI. Le réseau à 1D est gravé dans la couche de silice de protection et dans le guide de silicium.....	21
Figure I.16 : Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l’élargissement d’une couche.....	23
Figure I.17 : structure VCSEL simple.....	25
Figure I.18 : schéma d’un résonateur Fabry-pérot vertical constitué par deux miroirs de Bragg.....	26

Chapitre II :

Figure II.1 : Principe de la méthode TMM.....	29
Figure II.2 : Les ondes utilisées dans le calcul de I_1	29
Figure II.3 : Parcours de l’espace de recherche avec le recuit simulé.....	33
Figure II.4 : Algorithme du recuit simulé (Simulated Annealing).....	39

Chapitre III :

Figure III.1 : Représentation schématique du filtre passe-bande à base d'un CP 1.5D en incidence normale.....	42
Figure III.2 : Réponse de transmission désirée (F_d) et synthétisée (F_s) en fonction de la longueur d'onde.....	43
Figure III.3 : Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.....	44
Figure III.4 : Réponse de transmission désirée (F_d) et synthétisée (F_s) en fonction de la longueur d'onde.....	45
Figure III.5 : Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.....	46
Figure III.6 : Réponse de transmission désirée (F_d) et synthétisée (F_s) en fonction de la longueur d'onde.....	47
Figure III.7 : Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.....	48
Figure III.8 : Réponse de transmission désirée (F_d) et synthétisée (F_s) en fonction de la longueur d'onde.....	50
Figure III.9 : Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.....	51
Figure III.10 : Réponse de transmission désirée (F_d) et synthétisée (F_s) en fonction de la longueur d'onde.....	52
Figure III.11 : Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.....	53
Figure III.12 : Réponse de transmission désirée (F_d) et synthétisée (F_s) en fonction de la longueur d'ond.....	54
Figure III.13 : Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.....	54
Figure III.14 : Réponse de transmission désirée (F_d) et synthétisée (F_s) en fonction de la longueur d'onde.....	55
Figure III.15 : Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.....	56

Liste des tableaux

Chapitre I :

Tableau I.1 : analogie Electron- photon.....11

Chapitre II :

Tableau II.1 : Lois de décroissance de la température les plus utilisés.....38

Chapitre III :

Tableau III.1 : Solution optimale des épaisseurs de la structure étudiée.....44

Tableau III.2 : Solution optimale des épaisseurs de la structure étudiée.....46

Tableau III.3 : Solution optimale des épaisseurs de la structure étudiée.....48

Tableau III.4 : Solution optimale des épaisseurs de la structure étudiée.....50

Tableau III.5 : Solution optimale des épaisseurs de la structure étudiée.....53

Tableau III.6: Solution optimale des épaisseurs de la structure étudiée.....56

Introduction Générale

Introduction générale

Depuis des années, la recherche scientifique s'est intéressée à contrôler la propagation de la lumière afin de remplacer la communication classique à courant électrique. La recherche des scientifiques comme, Yablonovitch [1] et John [2] (1987) a abouti à la réalisation et caractérisation d'une nouvelle génération des matériaux : les cristaux photoniques.

Ils s'inspiraient des matériaux électroniques. Dans les cristaux, l'arrangement périodique des atomes et des molécules introduit un potentiel périodique aux électrons traversant le cristal. En particulier, le réseau peut introduire une bande interdite d'énergie de telle sorte que les électrons soient interdits de se propager avec certaines énergies dans quelques directions. Si le potentiel est suffisamment élevé, la bande interdite pourra couvrir toutes les directions, on dit que le matériau a une bande interdite complète. Par exemple, les semi-conducteurs ont une bande interdite complète entre la bande de valence et la bande de conduction.

L'analogue optique est donc un cristal photonique. Ici, la structure périodique est formée par des matériaux diélectriques macroscopiques au lieu d'atomes. Si les constantes diélectriques des différents matériaux diffèrent assez et si l'absorption de la lumière par les matériaux est minimale, la diffusion aux interfaces saura produire des phénomènes similaires à ceux pour les photons, comme le potentiel périodique pour les électrons.

En particulier, nous pouvons construire les cristaux photoniques ou matériaux à bande interdite photonique (BIP), interdisant la propagation de la lumière dans certaines directions aux certaines fréquences. On dit qu'un cristal photonique a une bande interdite photonique complète à une plage de fréquences s'il réfléchit la lumière pour chaque polarisation incidente et chaque angle d'incidence.

L'absence de modes optiques disponibles dans la bande interdite photonique a rapidement été utilisée pour réaliser des miroirs parfaits capables de réfléchir l'intégralité de l'énergie d'une onde lumineuse quel que soit son angle d'incidence.

Les cristaux photoniques ont alors suscité un très vif intérêt au sein de la communauté scientifique pour devenir, à la fin du dernier siècle, l'un des sujets de recherche les plus actifs. A l'heure actuelle, les cristaux photoniques constituent plus que jamais un matériau prometteur pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée.

Ce mémoire s'articule autour des trois chapitres suivants:

Le chapitre 1 est une introduction générale à l'étude des cristaux photoniques. Nous citons les différents types de cristaux photoniques, le principe d'ouverture de la bande interdite photonique, les techniques de modélisations.....ect. Une attention particulière sera portée sur les cristaux photoniques unidimensionnels planaires qui serviront de support aux études théoriques de cette mémoire.

Le chapitre 2 décrit la technique utilisée pour l'optimisation des structures étudiées durant ce travail de mémoire. Il s'agit d'une méthode Stochastiques nommé par le recuit simulé qui offre un rapport qualité de résultats / temps de calcul très satisfaisant.

Le chapitre 3 sera enfin consacré à l'application du recuit simulé pour l'optimisation des filtres Passe-Bande à base des cristaux photoniques unidimensionnels. Les réponses spectrales en termes de transmission seront présentées suivies par la solution optimale qui présente les largeurs des couches constituantes le cristal photonique unidimensionnel.

Ce mémoire se terminera par une conclusion générale et une référence bibliographique.

Une annexe sera rajoutée à la fin de ce manuscrit.

Chapitre II :
Outils de simulation

I. 1. Introduction :

La miniaturisation des équipements électroniques atteindre ses limites compte tenu du fait qu'elle s'accompagne de l'augmentation des résistances internes des circuits et donc des problèmes liés à la dissipation de la chaleur. A fin d'aller encore plus loin, les recherches se sont orientées vers le comportement des photons au lieu des électrons dans le but de contrôler la propagation de la lumière et donc d'offrir la possibilité d'empêcher ou de permettre, dans certaines plages de fréquences et dans une ou plusieurs directions, cette propagation [3].

Dans ce contexte, des cristaux photoniques « Crystal Photonics », nouveaux matériaux pour l'optique intégrée ont été imaginés grâce aux travaux d'E. Yablonovitch et S. John, en se basant sur la similitude formelle qui existe entre électron et photon.

I. 2. Similitude Electron – Photon :

Les semi-conducteurs sont des matériaux très intéressants du point de vue du contrôle de l'information car ils forment la base des circuits électroniques (transistors, composants électroniques). La bande interdite électronique délimite un canal d'excitation contrôlable pour les électrons, en effet les liaisons entre les atomes sont assurées par tous les électrons disponibles. Pour assurer la conduction il faut libérer des électrons en fournissant de l'énergie suffisante pour briser une liaison et passer de la bande de valence à la bande de conduction du semi-conducteur. Cette énergie qui sépare ces deux bandes définit une bande interdite électronique. Ceux dont l'énergie est comprise dans ce « gap » ne pourront pas exister dans le cristal [4].

Existe-t-il un matériau analogue pour les photons à ces cristaux semi-conducteurs pour les électrons?

Pour cela, nous allons à présent montrer la similitude qui existe entre la résolution de l'équation de Schrödinger pour une particule dans un cristal atomique de matériau semi-conducteur caractérisé par un puits de potentiel périodique et le calcul des modes de propagation électromagnétique dans un matériau artificiel caractérisé par une constante diélectrique périodique lorsque la maille de cristal photonique est de même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière [3].

I. 2. 1. Cas de cristal atomique d'un matériau semi-conducteur :

La figure I.1, représente le potentiel électrique dans un cristal unidimensionnel, la périodicité est modulée par la répartition régulière des ions positifs et correspond au pas du réseau cristallin [5].

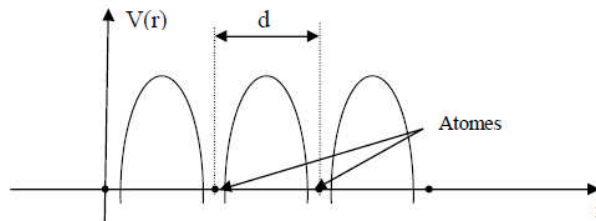


Figure I. 1 : potentiel électrique dans un cristal unidimensionnel.

I. 2. 1. 1. Modèle de Kronig –Penny :

En 1931, Kronig et Penny ont proposés un modèle du potentiel électrique qui a permis de résoudre l'équation d'onde de Schrödinger illustré selon la figure I.2.

Ce modèle est le suivant :

$$\left\| \begin{array}{l} V(x) = V_0 \\ V(x) = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{si: } na - b < x < na + b \\ \text{ailleurs} \end{array} \quad (I.1)$$

Avec : a et b sont constants avec $2b < a$,
n : entier.

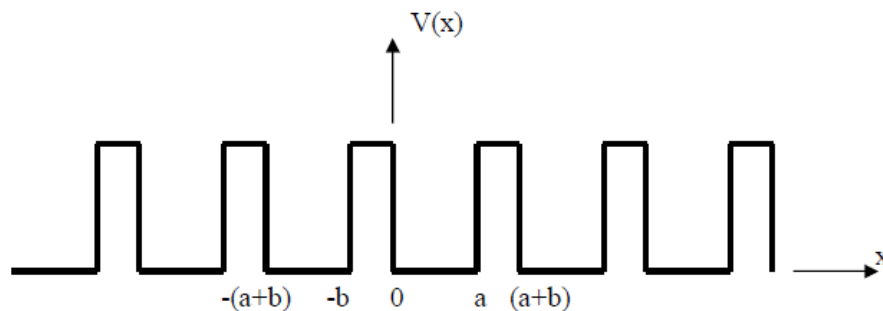


Figure I. 2 : Modèle de Kronig – Penny : potentiel électrique périodique unidimensionnel.

L'équation de Schrödinger unidimensionnelle s'écrit sous la forme suivante :

$$H(\psi) = E \psi (x) \tag{I.2}$$

Avec :

H : Le Hamiltonien du système comprend toutes les formes d'énergie dues aux interactions électroniques.

L'équation (I.2) s'écrit sous la forme :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \right] \psi (x) = E \psi (x) \tag{I.3}$$

L'équation (I.2) implique l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 \psi (x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(x)) \psi (x) = 0 \tag{I.4}$$

Avec:

m: la masse de l'électron.

h: La constante de Planck qui est égale à $6.626 \cdot 10^{-34}$ J.s et $\hbar = h / 2 \pi$

ψ : La fonction d'onde.

E: l'énergie de l'électron.

V(x) : la distribution du potentiel électrique suivant l'axe (Ox).

Les solutions de cette équation sont de la forme :

$$\psi (x) = u_k(x) e^{jkx} \text{ (Théorème de Bloch)} \tag{I.5}$$

Avec :

$u_k(x)$: Une fonction périodique de période (a+b)

La substitution de (I.5) dans (I.4) conduit à une équation différentielle qui peut être résolue dans deux régions ou $0 < x < a$ et $a < x < a+b$ sous les conditions aux limites sur u_k

et $\frac{\partial u_k}{\partial x}$ de continuités en $x = 0$ et de périodicité en $x = a$ et $x = -b$, nous aboutissons à un système d'équation admet des solutions non trivial que si le déterminant est nul.

On peut écrire :

$$\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \sin h(\beta b) \cdot \sin(\alpha a) + \cos h(\beta b) \cdot \cos(\alpha a) = \cos k(a + b) \quad (1.6)$$

Avec :

$$\alpha = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad (1.7)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \quad (1.8)$$

En utilisant la simplification de Kronig- penny, l'analyse de l'équation (I.6) est facile, pour cela on suppose que $b \rightarrow 0$ (très petite) et $V_0 \rightarrow \infty$, en gardant bV_0 constant, ainsi que:

$$\cos(\beta b) \rightarrow 1, \quad \alpha^2 b \rightarrow 0 \quad \text{et} \quad \beta^2 b \rightarrow \frac{2mV_0}{\hbar^2} \quad (1.9)$$

Dans ce cas précis, l'allure du résultat est inchangée et l'équation (I.6) est simplifiée sous la forme :

$$\cos(\alpha a) + \frac{mV_0 a}{\hbar^2} \frac{\sin(\alpha a)}{\alpha a} = \cos(ka) \quad (1.10)$$

En posant : $P = \frac{mV_0 a}{\hbar^2}$,

L'équation (1.10) devient :

$$P \frac{\sin(\alpha a)}{\alpha a} + \cos(\alpha a) = \cos(ka) \quad (1.11)$$

Comme $-1 \leq \csc(ka) \leq 1$ et $-1 \leq \cos(\alpha a) \leq 1$, alors certaines valeurs de (αa) ne sont pas permises puisque le premier terme de l'égalité peut être supérieur à +1 et inférieur à -1, ce comportement met en évidence la notion de bandes interdites et bandes permises, figure I.3.

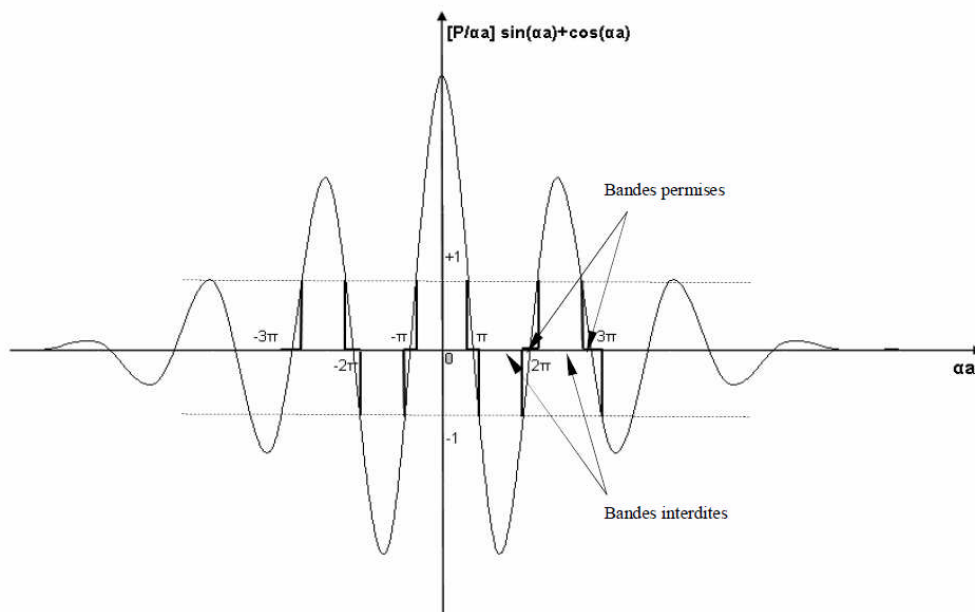


Figure I. 3: Bandes permises et bandes interdites.

I. 2. 2. Cas d'un cristal photonique :

Généralement, la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu de constant diélectrique $\epsilon(r)$, sans charges libres et sans sources de courant, est décrite par les quatre équations de maxwell :

$$\overline{\text{rot}}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.12})$$

$$\overline{\text{div}}\vec{B} = 0 \quad (\text{I.13})$$

$$\overline{\text{rot}}\vec{H} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I.14})$$

$$\overline{\text{div}}\vec{D} = 0 \quad (\text{I.15})$$

Avec :

$$\vec{E} : \text{Le champ électrique donné par } \vec{E} = \frac{\vec{D}}{\epsilon}$$

$$\vec{H} : \text{Le champ magnétique donné par } \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}$$

\vec{D} : L'induction électrique

\vec{B} : L'induction magnétique.

L'un des caractères fondamentaux des équations de Maxwell est qu'elles permettent la propagation de champ électrique et magnétique même en l'absence de sources, ce qu'on appelle justement des ondes électromagnétiques. L'équation d'onde pour chacune des composantes de E est :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.16})$$

Le champ électrique peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{j\omega t} \quad (\text{I.17})$$

Alors l'équation (I.16) devient :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{I.18})$$

Dans un système à une dimension, l'équation (I.18) s'écrit :

$$\nabla^2 \vec{E}(x) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(x) \vec{E}(x) = 0 \quad (\text{I.19})$$

Considérons la constante diélectrique $\epsilon_r(x)$ une fonction périodique comme suit:

$$\begin{cases} \epsilon_r(x) = \epsilon_a & \text{pour } 0 < x < a \\ \epsilon_r(x) = \epsilon_b & \text{pour } a < x < a + b \end{cases} \quad (\text{I.20})$$

La périodicité du constant diélectrique est illustrée selon la figure I.4 :

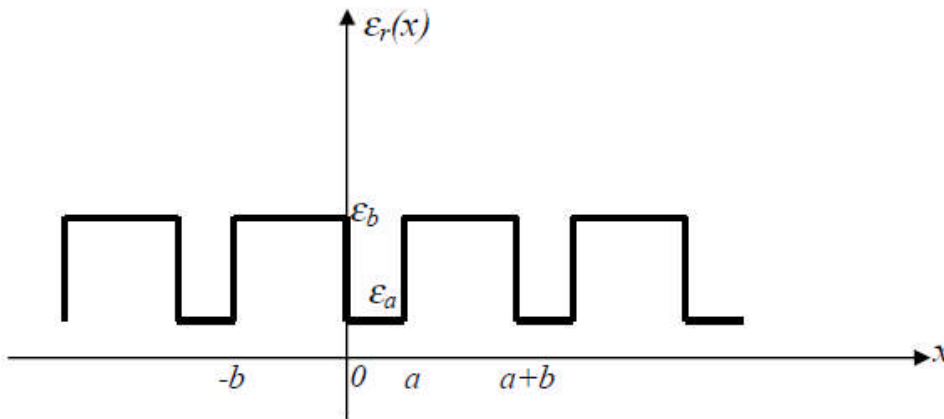


Figure I. 4 : constante diélectrique périodique.

On réalise la résolution de l'équation (I.19) dans les régions décrites dans l'équation (I.20), on obtient :

Région I:

Pour $0 < x < a$, on a: $\varepsilon(x) = \varepsilon_a$

Alors :

$$\nabla^2 E_1(x) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_a E_1(x) = 0 \quad (\text{I.21})$$

La solution est de la forme:

$$E_1(x) = A e^{j\alpha x} + B e^{-j\alpha x} \quad (\text{I.22})$$

Avec :

α : présente la constante de propagation de l'onde située dans la région I. Elle est donnée par : $\alpha = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_a}$

Région II :

Pour $a < x < a + b$, on a: $\varepsilon(x) = \varepsilon_b$

Alors :

$$\nabla^2 E_2(x) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_b E_2(x) = 0 \quad (\text{I.23})$$

La solution est de la forme:

$$E_2(x) = C e^{j\beta x} + D e^{-j\beta x} \quad (\text{I.24})$$

Avec :

β Présente la constante de propagation de l'onde située dans la région II. Elle est donnée par : $\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_b}$

Les fonctions $E_1(x)$ et $E_2(x)$ sont continues en $x = 0$, et leurs dérivées $\frac{\partial E_1}{\partial x}$ et $\frac{\partial E_2}{\partial x}$ aussi :

$$E_1(0) = E_2(0) \text{ Et } \left. \frac{\partial E_1}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial E_2}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (\text{I.25})$$

Ceci implique que :

$$A+B = C+D \quad \text{et} \quad \alpha(A-B) = \beta(C-D) \quad (\text{I.26})$$

D'une part, la périodicité de ces fonctions en $x = a$ et $x = -b$:

$$e^{jk(a+b)} \cdot E_2(-b) = E_1(a) \text{ et } e^{jk(a+b)} \cdot \left. \frac{\partial E_2}{\partial x} \right|_{x=-b} = \left. \frac{\partial E_1}{\partial x} \right|_{x=a}$$

Le terme $e^{jk(a+b)}$ est dû au théorème de Bloch de périodicité qui donne :

$$A e^{j\alpha a} + B e^{-j\alpha a} = e^{jk(a+b)} (C e^{-j\beta b} + D e^{j\beta b}) \quad (\text{I.27})$$

$$\alpha (A e^{j\alpha a} + B e^{-j\alpha a}) = \beta e^{jk(a+b)} (C e^{-j\beta b} + D e^{j\beta b}) \quad (\text{I.28})$$

On a ainsi quatre équations à quatre inconnues défini par le système (I.29).

$$\begin{cases} A + B - C - D = 0 \\ \alpha A + \alpha B - \beta C - \beta D = 0 \\ e^{j\alpha a} A + e^{-j\alpha a} B - e^{jk(a+b)} e^{-j\beta b} C - e^{jk(a+b)} e^{j\beta b} D = 0 \\ e^{j\alpha a} A + \alpha e^{-j\alpha a} B - \beta e^{jk(a+b)} e^{-j\beta b} C - \beta e^{jk(a+b)} e^{j\beta b} D = 0 \end{cases} \quad (\text{I.29})$$

Un système d'équation qui admet des solutions que si le déterminant est nul.

La résolution de (I.29) donne :

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ \alpha & -\alpha & -\beta & -\beta \\ e^{j\alpha a} & e^{-j\alpha a} & -e^{jk(a+b)}e^{-j\beta b} & -e^{jk(a+b)}e^{j\beta b} \\ \alpha e^{j\alpha a} & \alpha e^{-j\alpha a} & \beta e^{jk(a+b)}e^{-j\beta b} & \beta e^{jk(a+b)}e^{j\beta b} \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{I.30})$$

$$-\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \sin(\beta a) \cdot \sin(\alpha a) + \cos(\beta a) \cdot \cos(\alpha a) = \cos k(a + b) \quad (\text{I.31})$$

Avec : $\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_b}$ et $\alpha = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_a}$

L' équation (I.31) présente aussi comme dans le cas des semi-conducteurs la particularité de n'avoir de solution que lorsque le premier terme est comprise entre -1 et +1, donc il est évident qu'il y aura des bandes permises et d'autres interdites.

Donc un matériau périodique unidimensionnel empêche les ondes électromagnétiques de se propager à certaines fréquences puisque a et b dépendent tous deux de la pulsation ω , $\omega = 2\pi f$. Cette notion de périodicité peut être étendue à deux ou trois dimensions, mais la nature vectorielle de l'équation de propagation complique considérablement la résolution théorique du problème.

Comme récapitulatif, le tableau I.1 résume l'analogie formelle qui existe entre électron- photon.

	Equation de Schrödinger	Equation de Maxwell
Champ	$\psi(r, t) = \psi(r)e^{j\omega t}$	$H(r, t) = H(r)e^{j\omega t}$
Grandeur caractéristique	$V(\vec{r})$	$\varepsilon(\vec{r})$
Opérateur	$H = \frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(r)$	$\Theta = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \right)$
Equation aux valeurs propres	$H(\psi) = E(\psi)$	$\Theta H = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 H$

Tableau I.1 : analogie Electron- photon [5].

Sachant qu'il ya une ressemblance entre un cristal ordinaire et un cristal photonique, donc les concepts retrouvés ou bien les idées développés en physique du solide peuvent être exploité pour l'étude des cristaux photoniques.

I. 3. Définitions de quelques concepts de base :

La première structure périodique à connaître est le matériau à bande interdite photonique que l'on appelle plutôt en hyperfréquences « matériau à bande interdite électromagnétique ».

D'une manière générale, on les nomme familièrement «cristaux photoniques » car sa structure se rapproche de la structure cristalline et qu'ils agissent sur les photons. L'intérêt des chercheurs pour le thème des cristaux photoniques est important, surtout depuis la fin des années 90, car ces matériaux périodiques artificiels ont été promis à révolutionner le domaine des télécommunications [6].

Il existe différents types de cristaux photoniques, qui sont classé selon leur dimensionnalité : à une dimension, on retrouve les bien connus miroirs de Bragg (Figure I.5 a) formé d'une alternance de couche de bas et haut d'indice. Le principe des miroirs de Bragg peut être généralisé à 2 ou 3 dimensions constituant des cristaux photoniques 2D ou 3D (Figure I.5 b et c) [7].

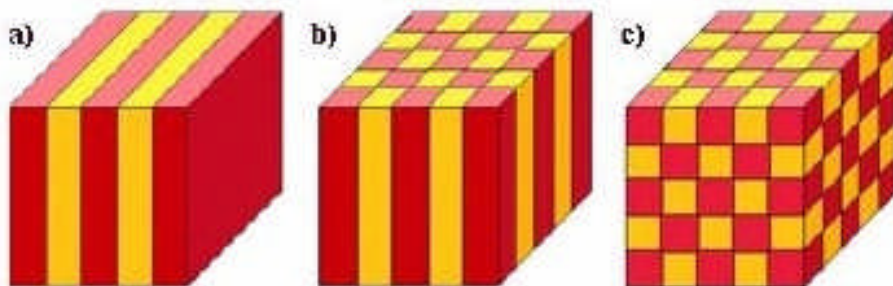


Figure I. 5: Les différents types des cristaux photoniques : (a) unidimensionnel, (b) dimensionnel, (c) tridimensionnel [7].

I. 4. Etapes de fabrication des cristaux photoniques :

La fabrication des cristaux photoniques font appel à quatre étapes très utilisés en micro électronique :

1. Croissance des hétéro structure par épitaxie par jets moléculaires (En anglais: Molec-ular Beam Epitaxy).
2. Ecriture des structures par lithographie par faisceaux d'électrons (En anglais: Electron Beam Lithography).
3. Gravure des trous par gravure sèche par plasma réactif (En anglais: Reactive Ion Etching).
4. Observation des structures par microscopie électronique μ a balayage (En anglais: Scanning Electron Microscopy) [5].

1. 5. Matériaux à bandes interdites photoniques naturels :

En réalité, les cristaux photoniques artificiels ont été inspirés de la nature. Donc, il existe des structures naturelles qui peuvent avoir des propriétés ayant les mêmes caractéristiques que les cristaux photoniques artificiels.

En effet les colorations vives de certaines espèces sont parfois dues à la présence de structures très complexes, à caractère périodique.

1. 5. 1. Les Papillons :

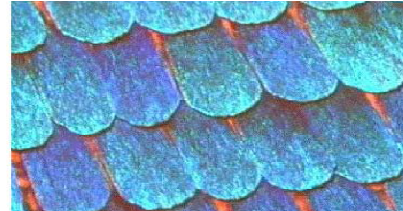
Les Papillons sont parmi les insectes les plus colorés que nous offre la nature. Ils sont en fait très largement tributaires de la lumière et ont développé un arsenal impressionnant pour gérer cette interaction avec les ondes électromagnétiques au mieux de leur intérêt. Si on effectue une analyse microscopique des ailes, on trouve que celles-ci sont constituées par des écailles qui ont des structures géométriques dans lesquelles un des paramètres varie en continu.

Sur la figure I.6 apparaît un papillon et la coupe d'une aile, dont un détail apparaît en insert en bas à droite. Sur cette coupe observée au microscope électronique apparaît une structure qui a un comportement de matériau à bande photonique interdite.

C'est elle qui donne à certains papillons des couleurs iridescentes. En effet ce réseau réfléchit la lumière pour certaines longueurs d'onde dans des directions différentes en fonction de la longueur d'onde [6].



(a)



(b)

Figure I. 6 : la figure (b) présente l'agrandissement d'une aile de papillon (a).

Selon la figure I.6, On voit clairement un arrangement périodique des écailles [6].

1. 5. 2. Les oiseaux :

Une des caractéristiques les plus admirables des oiseaux est leurs couleurs. Elles leur permettent d'affirmer leur identité. Pour produire une telle couleur, ils emploient la technologie structurale des plumes et leurs pigments dans leurs pièces de corps.

Les pigments et la structure périodique des plumes contribuent à l'absorption et la diffraction de la lumière. Les couleurs pigmentaires sont liées au phénomène d'absorption.

En effet, les pigments absorbent une partie de la lumière solaire et renvoient d'autres couleurs structurales, qui naissent de la diffraction du rayonnement lumineux par des microstructures des plumes. Alors que les couleurs pigmentaires sont stables, les couleurs structurales varient souvent selon l'incidence de la lumière. En effet quand on observe une plume de paon au microscope, on voit que toutes les couleurs naissent dans les barbules des plumes. Les barbules sont des lames étroites faites d'une succession de petites cuvettes séparées par un seuil transversal [8].

Au fond de ces cuvettes se trouvent de minces lamelles parallèles. On peut considérer ces lamelles comme des miroirs réfléchissant la lumière incidente. On peut alors rapprocher l'étude de ce phénomène de l'étude d'un cristal photonique unidimensionnel.

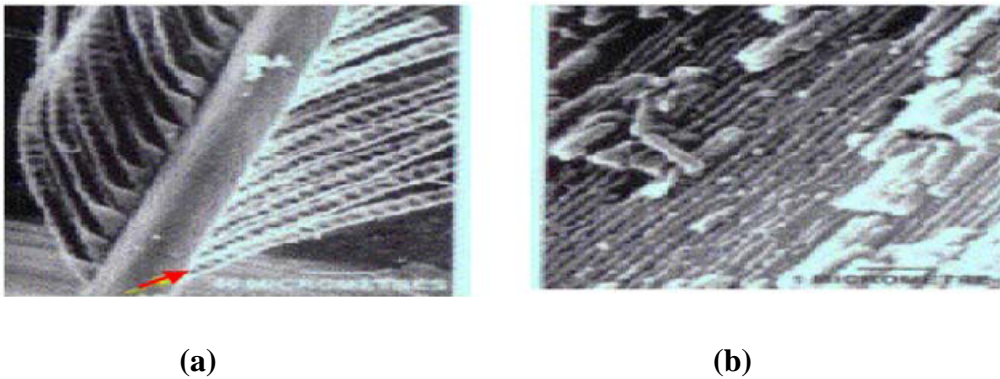


Figure I. 7 : Agrandissement d'une plume de paon au microscope montrant la structure des barbules. Chaque barbule est divisée en une série de cuvettes (flèche rouge) [8].

On peut en déduire que l'intensité réfléchiée par la plume dépend de la longueur d'onde et de l'angle d'observation d'où la sensation de ruissellement de couleur sur les plumes du paon. Chaque barbule est divisée en une série de cuvettes (flèche rouge). Ces cuvettes sont tapissées d'une multitude de micro lamelles régulièrement espacées (figure I.7 (b)).

1. 5. 3. Les Opales :

Des opales sont obtenues chimiquement par auto-organisation. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice en solution: par sédimentation. Ces sphères s'arrangent selon un réseau cubique à faces centrées.

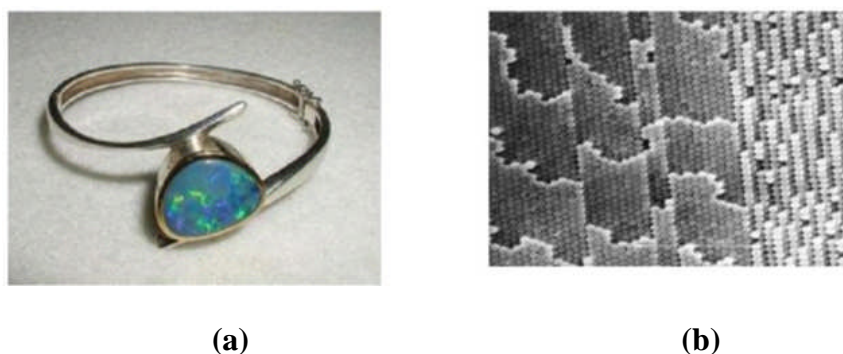


Figure I. 8: (a) Bracelet monté d'une opale naturelle quasi-périodiques bille de silice (b) Image au microscope électronique d'une opale naturelle [3].

En 1887, Rayleigh montre qu'une structure périodique de type miroir de Bragg peut créer une bande de fréquence au sein de laquelle toute propagation électromagnétique est impossible. Comme les phénomènes d'interférences lumineuses dans les miroirs de Bragg sont tout à fait analogues à la diffraction des rayons X par les plans d'atomes dans un cristal.

Ces structures portent le nom du physicien qui expliqua les phénomènes de diffraction cristalline: W. L. Bragg.

I. 6. Cristaux photoniques à une dimension (réseau de Bragg) :

Ces structures sont couramment utilisées sous le nom de réseau de Bragg (Figure I.9). Elles sont généralement réalisées par un empilement de couches d'indice de réfraction différent et d'épaisseur optique $\lambda/4$, λ étant la longueur d'onde guidée autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation des ondes électromagnétiques sous incidence normale.

Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres sélectifs de longueur d'onde, multiplexeurs, lasers spéciaux à bande étroite [7].

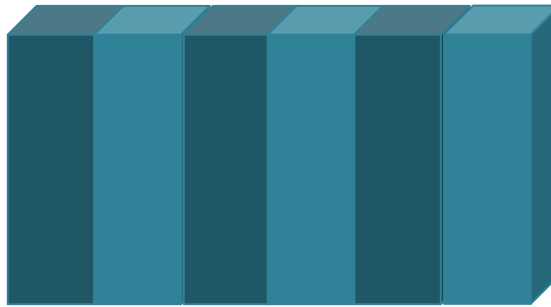


Figure I. 9: Structure unidimensionnelle.

D'une manière générale, pour déterminer les modes propres d'un matériau à bande interdite photonique, il faut d'abord déterminer les symétries du réseau réciproque de la structure périodique, puis vérifier que les opérateurs de symétrie commutent avec l'opérateur de Maxwell et par la suite on pourra appliquer le théorème de Bloch et déterminer la relation de dispersion, c'est à dire la structure de bande en se limitant à la première zone de Brillouin.

La figure I.11 présente les diagrammes de dispersion de deux empilements de Bragg de période a . Chaque alternance est constituée d'une couche diélectrique de permittivité $\epsilon_1 = 13$ et d'une couche d'air de permittivité $\epsilon_2 = 1$. Les deux couches ont des épaisseurs respectives $d_1 = 0.2 a$ et $d_2 = 0.8a$, soit des épaisseurs optiques relativement proches ($n_1d_1 = n_2d_2$). On désigne par n l'indice de réfraction et a par la période [8].

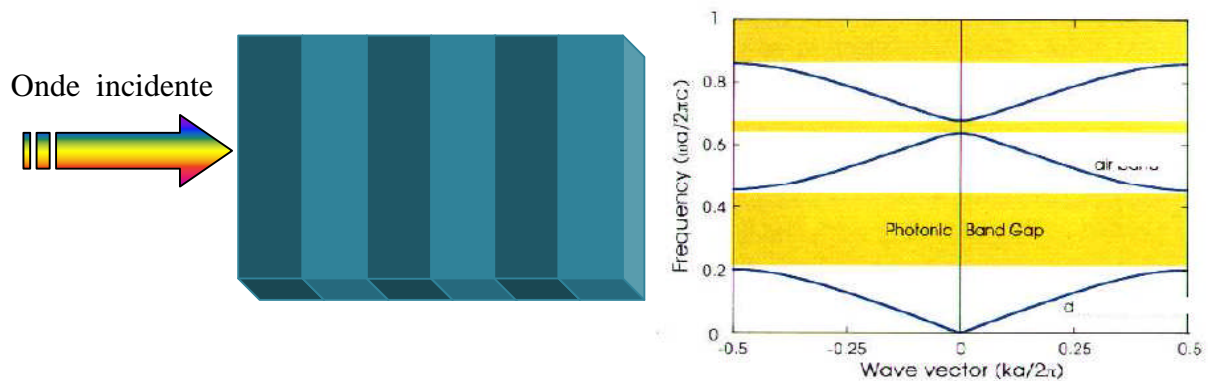


Figure I.10: Structure de bande pour un réseau de Bragg (en incidence normale) de Permittivités $\epsilon_1 = 13$; et $\epsilon_2 = 1$; de diamètres respectifs $d_1 = 0.2 a$ et $d_2 = 0.8$.

I.6. 1. Principe de fonctionnement des réseaux de Bragg :

Les réseaux de Bragg sont des successions de couches d'indice de réfraction différent, empilées de manière périodique. Le comportement du réflecteur de Bragg est expliqué à partir de processus d'interférences multiples.

Comme le montre la figure I.11, une onde qui se propage dans le système multicouche, subit une réflexion à chaque interface. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase Π si l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice. Elle s'effectue sans changement de phase dans le cas contraire [7]. Lorsque l'épaisseur optique totale des alternances est de $\lambda/2$, l'onde réfléchi par l'interface (1) est en phase avec celles réfléchies par les interfaces (3), (5), (7)...Par suite de ces interférences constructives, on finit ainsi par aboutir à une réflexion totale, ce qui revient à dire que l'onde ne peut se propager et que l'on est en présence d'une bande interdite photonique ou BIP [3].

Un bon dimensionnement (épaisseur suffisante, différence d'indice entre les deux couches) peut mener à une réflectivité de 100%.

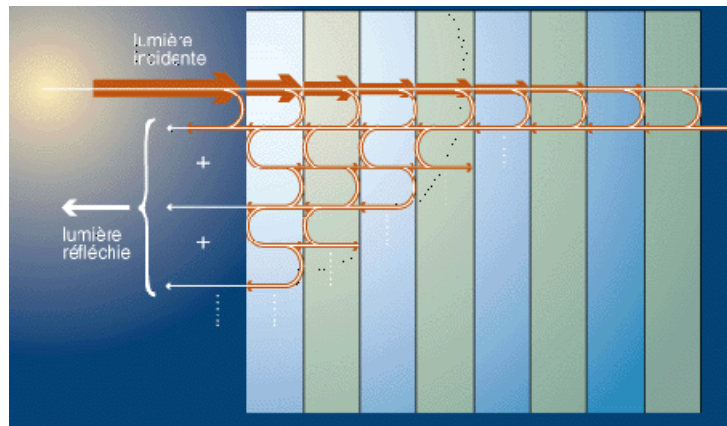


Figure I.11 : Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré [7].

I. 6. 2. Influence de l'angle d'incidence du faisceau lumineux :

A une incidence normale, aucune onde de Bloch à ω_0 (centre de la bande interdite) ne se propage dans la structure. Cependant, un faisceau ayant un angle d'incidence φ possède un chemin optique plus grand entre chaque interface. L'onde voit une période de $a \cos \varphi$ au lieu de a (figure I.12). La résonance aura donc lieu à une longueur d'onde plus petite et la position spectrale de la bande interdite sera en fonction de cet angle.

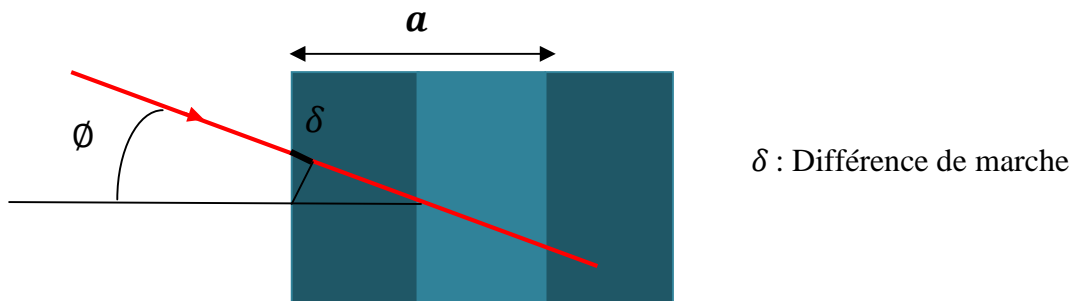


Figure I.12 : Influence de l'incidence du faisceau

L'ouverture de la bande interdite se décentre donc à une énergie $\omega(\varphi) \neq \omega_0$. Tant que l'incidence est faible, $\omega(\varphi)$ est proche de ω_0 et $\omega(\varphi)$ est encore comprise dans la largeur de la bande interdite. Cependant, lorsque l'angle d'incidence augmente au-delà d'un certain angle critique φ_{BIP} , la différence d'énergie $\Delta\omega$ est supérieure à la largeur de la bande interdite donc les ondes de Bloch à ω_0 peuvent à nouveau se propager à travers la structure.

Le cône d'angle au sommet de φ_{BIP} , est l'ouverture angulaire de la bande interdite unidimensionnelle : à l'intérieur de ce cône, aucune onde de Bloch ne peut se propager à ω_0 (Figure I.13) [3].

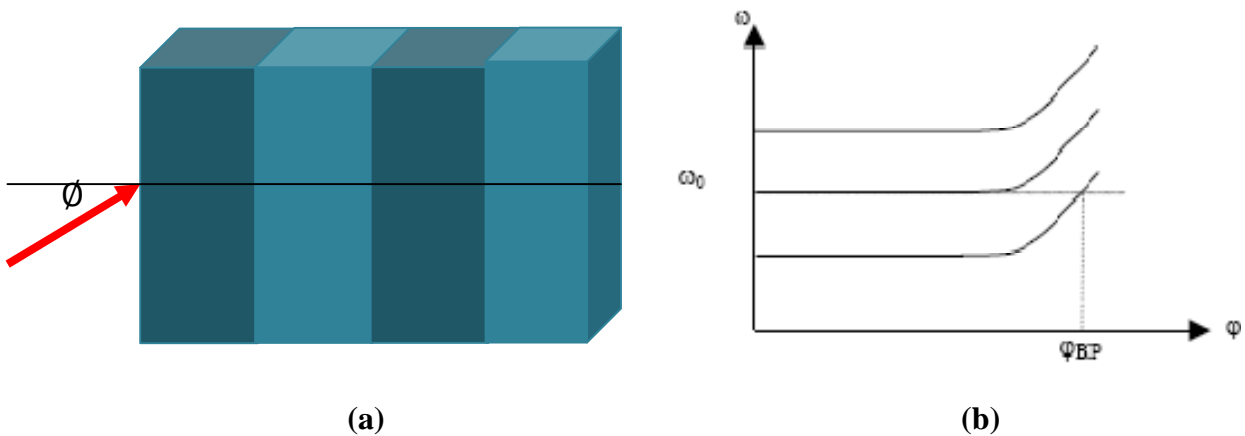


Figure I.13 : (a) Propagation à incidence oblique à travers une structure 1D,

(b) Evolution de la bande interdite en fonction de l'angle d'incidence

I. 6. 3. Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique unidimensionnel :

Un cristal photonique est caractérisé par : les différents matériaux qui le composent, le système cristallin selon lequel ces matériaux sont organisés et les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal. Les quantités représentatives de ces différentes caractéristiques sont :

I. 6. 3. 1. Le contraste d'indice δ :

Rapport entre les indices des deux matériaux, qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique solide [3].

$$\delta = n_h/n_l$$

Avec :

n_h : L'indice de réfraction du matériau de haut indice.

n_l : L'indice de réfraction du matériau de bas indice.

I.6. 3. 2. Les périodes :

Ces paramètres géométriques, choisis selon le domaine de fréquence étudié, influent sur les caractéristiques de la bande interdite photonique. La période a est : $a = (a_1 + a_2)$ avec a_1 l'épaisseur de la couche de permittivité ϵ_1 et a_2 l'épaisseur de la couche de permittivité ϵ_2 (figure I. 14).

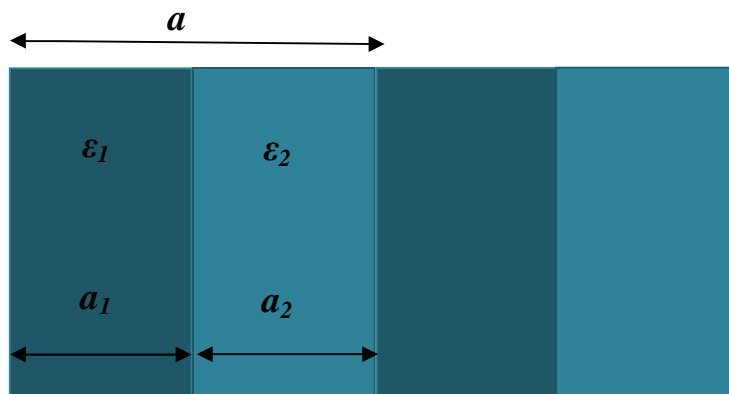


Figure I. 14 : Période d'un cristal photonique unidimensionnel [9].

I.6. 3. 3. Le facteur de remplissage f :

Le facteur de remplissage f peut être comparé au largeur du potentiel périodique de la physique du solide. S'il est pris pour le matériau de haut indice par exemple, il est défini comme le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de cellule de cette dernière.

$$f = \frac{v_i}{\Lambda} \quad (\text{I.32})$$

Avec :

v_i : Volume occupé par le matériau de permittivité ϵ_i .

Λ : Volume de la cellule.

I. 7. Les cristaux photoniques unidimensionnels planaires :

Un cristal photonique 1D parfait est périodique dans une seule direction et infiniment long dans la direction perpendiculaire à la direction de périodicité. Ce système n'existe pas dans la réalité [9]. Ce dernier permet une Bande Interdite Photonique (BIP) unidirectionnelle dans la direction normale de Bragg. Cette BIP est sensible à l'angle d'incidence de l'onde c'est-à-dire que les CPS-1D réfléchissent la lumière seulement à une incidence normale ou près de la normale.

Pour compenser l'absence de bande interdite dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité des cristaux 1D, la lumière peut être confinée dans une hétéro-structure d'indice. Ces guides d'ondes planaires sont couramment utilisés en optique intégrée et sont facilement fabriqués par des techniques habituelles d'épitaxie. Les cristaux photoniques obtenus portent le nom les cristaux photoniques unidimensionnels planaires ou les cristaux photoniques en géométrie de guides d'ondes (1.5D).

Dans la réalité, les CPs 1D ont une taille finie dans la direction parallèle à l'axe des trous. Pour que le champ électromagnétique soit aussi confiné dans cette direction, le CPs peut être associé à un guide planaire à saut d'indice selon la figure (I.15). On appelle aussi ces structures par des Cristaux Photoniques hybrides [10].

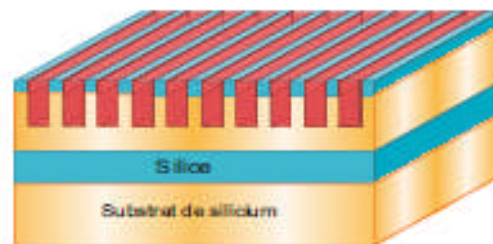


Figure I.15 : Représentation schématique d'un CP 1.5D fabriqué dans un substrat de SOI. Le réseau à 1D est gravé dans la couche de silice de protection et dans le guide de silicium [10].

Le Silicium Sur Isolant (en anglais: SOI ou Silicone On Insulator) est une structure constituée d'un empilement d'une couche de silicium (de 50 nm à quelques μm d'épaisseur) sur une couche d'isolant. Cet isolant peut être du saphir (*Silicone-On-Sapphire*), de l'air (*Silicone-On-Nothing*) ou du dioxyde de silicium (SiO_2) [11].

L'approche SOI consiste à interposer une fine couche isolante d'oxyde de silicium entre l'épi-couche et le substrat en silicium.

I. 8. Défaut dans les CPs -1D :

Le fait d'introduire un défaut ou de rompre la périodicité d'une structure permet, par exemple, d'autoriser la propagation d'une onde de fréquence ω_0 comprise dans la bande interdite photonique. Des microcomposants à base des cristaux photoniques peuvent être ainsi réalisés tel que les filtres sélectifs en longueur d'onde, les diviseurs de puissance, les démultiplexeurs.

Dans le cas d'un CP à une seule dimension, une simple couche plus épaisse que les autres dans la structure, peut constituer ce défaut (figure (I.16)).

Pour étudier l'influence d'un défaut, on se restreint à l'axe de propagation et on considère un mode dont la fréquence ω appartient à la bande interdite photonique. Il n'y a pas de modes propagatifs à la fréquence ω dans le réseau périodique même si un défaut est introduit dans la structure. La rupture de périodicité nous empêche de décrire les modes du système avec le vecteur d'onde k , mais il est possible de déterminer si une certaine fréquence peut supporter des états propagatifs dans le reste du cristal. Dans ce cas, on peut diviser en espaces de fréquence les régions dans lesquelles les états sont propagatifs ou évanescents, ce qui est illustré figure (I.16) [4].

Les défauts permettent à des modes localisés d'exister, avec des fréquences incluses dans la bande interdite photonique.

Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut.

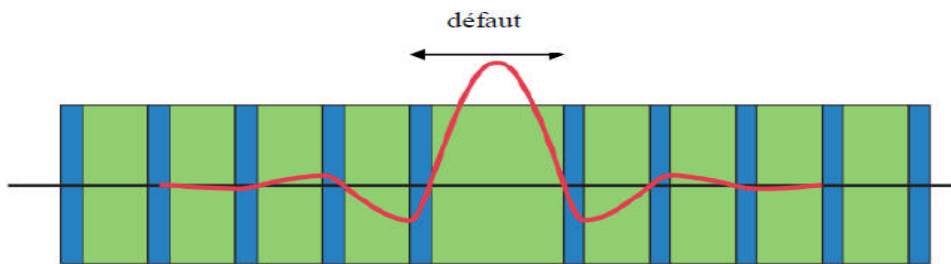


Figure I.16 : Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche [4].

I. 9. Techniques de modélisation :

Les différentes méthodes utilisées pour décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques dérivent des méthodes standard utilisées en électromagnétique ou en physique de l'état solide. Les principales techniques utilisées sont la décomposition en ondes planes, la méthode des différences finies dans le domaine temporel, les matrices de transfert, et les théories de diffraction par les réseaux....

I. 9. 1. Décomposition en ondes planes :

La méthode des ondes planes (Plane Wave Expansion ou PWE) est une technique numérique répandue pour résoudre des problèmes électromagnétiques périodiques. Cette technique est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques en une superposition d'ondes planes [3]. Les équations de Maxwell sont représentées dans le domaine fréquentiel et transformées en un problème aux valeurs propres. En résolvant ce problème aux valeurs propres, les champs électromagnétiques et les fréquences correspondant à chaque onde plane sont obtenus.

I. 9. 2. Différences finies dans le domaine temporel :

La méthode FDTD (pour finite-difference time-domain) est une méthode générale de l'électromagnétisme utilisé pour résoudre les équations de Maxwell sur une structure de profil d'indice quelconque. Son originalité réside dans la résolution directe du système d'équation dans le domaine temporel et non dans le domaine fréquentiel, ce qui permet de visualiser la propagation d'une onde électromagnétique au sein des cristaux photoniques. Les équations de base sont constituées par des formes dérivées et intégrales des équations de Maxwell.

Ceci la rend abordable et compréhensible. Pour résoudre ces équations, il suffit de calculer le champ total à chaque instant en prenant une onde incidente dépendant du temps sur un cristal photonique de taille finie [10].

I. 9. 3. La méthode de l'indice effectif :

La méthode de l'indice effectif permet au prix d'une définition moins fidèle de la géométrie, de simplifier de manière significative la résolution numérique d'un problème puisqu'elle ramène le calcul d'une structure tridimensionnelle au calcul d'une simple structure bidimensionnelle [4].

Cette méthode est moins gourmande en capacité de calcul et de stockage et permet ainsi d'appréhender de nombreux phénomènes de manière tout à fait convenable.

Le chapitre 02 traite en détail la méthode « matrice de transfert » qui a pour objectif d'analyser nos structures en termes de transmission et en réflexion.

I. 10. Les applications des CPs-1D :

Parmi les applications couramment utilisés par l'exploitation des miroirs de Bragg, on trouve :

A. Les VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) :

Les VCSEL permettant d'obtenir des faisceaux de longueur d'onde comprise entre 650 nm et 1300 nm sont en général fabriqués sur des wafers d'arséniure de galium (GaAs). Les miroirs de Bragg sont composés d'une alternance de couches de GaAs et d'arséniure de galium aluminium ($\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$). L'alternance GaAs/AlGaAs est intéressante pour la construction de VCSEL, car la constante de réseau du matériau varie peu lorsque la composition change, permettant ainsi la croissance épitaxiale de multiples couches sur substrat GaAs avec accord de maille. Par contre, l'indice de réfraction de l'AlGaAs varie fortement en fonction de la fraction volumique d'aluminium : cela permet de minimiser le nombre de couches requises pour obtenir un miroir de Bragg efficace (en comparaison avec d'autres matériaux). De plus, pour de fortes concentrations d'aluminium, il est possible de former un oxyde d'AlGaAs, pouvant servir à limiter le courant dans un VCSEL, permettant ainsi d'utiliser de très faibles courants de seuil [11].

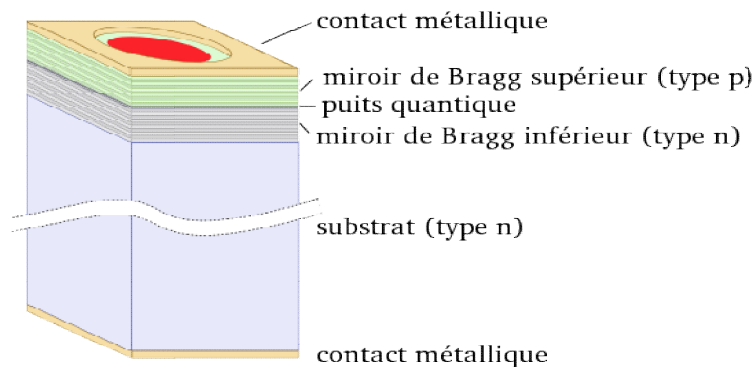


Figure I. 17 : structure VCSEL simple [11].

La figure I.17 démontre que le confinement obtenu par le miroir de Bragg se trouve dans les Laser à émission vertical.

B. Filtres de type Fabry-Pérot :

Ce sont des filtres sélectifs en longueur d'onde qui fonctionnent sur le principe d'une cavité Fabry-pérot. Ils sont constitués de deux lames partiellement réfléchissantes. L'onde qui s'installe entre ces deux lames ne peut être constituée que de quelques longueurs d'onde bien définies. Ainsi ces filtres permettent de réduire fortement la bande passante de la lumière utilisée. Ils sont souvent utilisés en optique afin de travailler en lumière quasi-monochromatique [12].

Dans la figure I. 18, nous retrouvons le schéma typique d'un filtre Fabry-pérot avec une cavité centrale entourée par deux miroirs de Bragg. Nous pouvons remarquer que le miroir supérieur est composé par un nombre impair de couche pour atteindre une réflectivité importante. Dans le cas du miroir inférieur, la dernière couche est constituée par le substrat. La cavité a un multiple de $\frac{\lambda}{2n}$ (pour un rayon lumineux incident perpendiculaire à la surface).

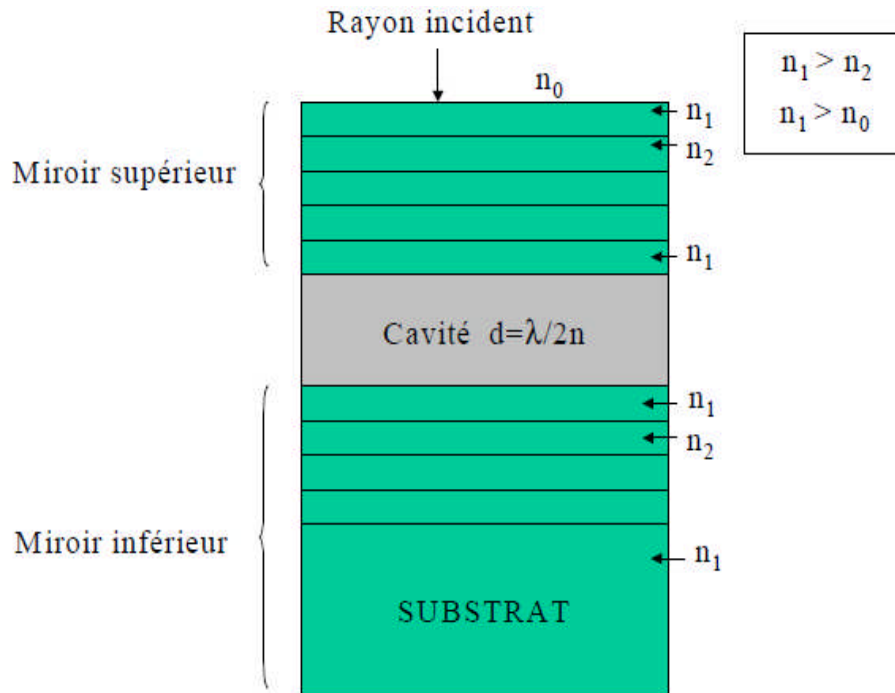


Figure I.18 : schéma d'un résonateur Fabry-pérot vertical constitué par deux miroirs de Bragg [11].

I. 11. Conclusion :

Dans ce chapitre, on a défini les concepts de base sur les cristaux photoniques et plus particulièrement les cristaux photoniques unidimensionnels. Après qu'on ait montré l'analogie entre l'équation de Schrödinger et l'équation de propagation des ondes électromagnétique, nous nous sommes orientés directement à des aperçus liés aux matériaux à bande interdite photonique qui sont évidemment inspiré par la nature. En parallèle, nous avons présenté le principe d'un cristal photonique unidimensionnel dit miroir de Bragg basé sur le phénomène de diffraction multiple de la lumière et leurs propriétés physiques et géométriques.

Certainement, avant d'étudier n'importe quelle structure cristalline, il est judicieux d'analyser la structure de bande pour le choix correct des paramètres d'entrée. En effet, à partir de la structure de bande qui présente les relations de dispersions de différents modes, on peut synthétiser notre structure. Par conséquent, la majorité des applications découlent de la bande interdite apparu comme propriété intéressante aussi présente dans le monde des

cristaux photoniques. Par ailleurs, on a cité deux méthodes d'analyse très utilisées en optique intégrée, qui sont les différences finies dans le domaine temporel FDTD et la matrice de transfert. Cette dernière sera traitée en détail dans le chapitre suivant.

Chapitre I :

Généralités sur les cristaux photoniques

II. 1. Introduction :

L'objectif de ce chapitre consiste à déterminer les caractéristiques de réflexion et de transmission d'une structure périodique unidimensionnelle donnée. A ce stade nous allons analyser notre structure pour le choix correct des paramètres tel que l'épaisseur qui forme le cristal photonique pour obtenir la courbe approchant à celle désirée.

La modélisation électromagnétique des propriétés des cristaux photoniques nécessite en général un gros investissement en programmation et en analyse numérique et constitue une activité exigeante en compétences et en temps. A partir de là, plusieurs méthodes de résolution du problème sont applicable tel que la méthode de matrice transfert qui peut être appliquée judicieusement à des cas spécifiques des structures unidimensionnelles.

Il existe aussi des méthodes développées pour résoudre les problèmes d'optimisation globale, on trouve parmi celles-ci les méthodes stochastiques, qui sont des méthodes qui permettent de localiser l'optimum d'une fonction dans l'espace des paramètres sans avoir recours aux dérivées de la fonction par rapport à ces paramètres. Nous avons surtout retenu dans notre étude le recuit simulé.

II. 2. La méthode de matrice de transfert :

La méthode théorique la plus appropriée pour l'étude des structures cristallines photoniques unidimensionnelle est la technique de la matrice de transfert appelée Méthode (TMM) introduite par J.B. Pendry et A. Mackinnon (1992) .

La technique consiste à discrétiser les équations de Maxwell sur un maillage. En d'autres termes, le volume total de la cellule unitaire est divisé en de plus petites cellules et les champs électromagnétiques de chaque cellule sont couplés aux cellules avoisinantes. La réponse de la structure totale est ensuite obtenue en multipliant toutes les matrices élémentaires ensemble. Nous définissons ensuite une matrice de transfert reliant le champ électromagnétique incident au champ électromagnétique transmis.

Considérons un réseau de Bragg uniforme illustré selon la figure II.1 dans laquelle elle est divisée en trois petites cellules.

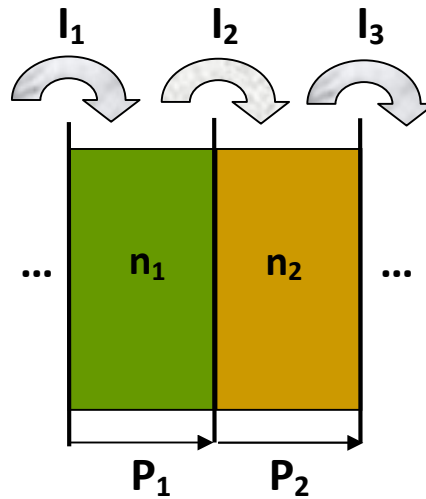


Figure II.1 : Principe de la méthode TMM [13].

Pour chaque interface de la structure de Bragg, on définit les ondes incidentes a_i et les ondes réfléchies b_i illustrées sur la figure II.2.

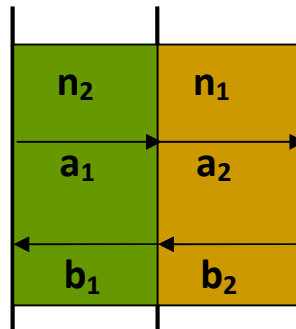


Figure II.2 : Les ondes utilisées dans le calcul de l_1 .

Le principe de la technique de la matrice de transfert s'explique comme suit :

- la première interface en passant du milieu d'indice n_2 vers n_1 : matrice I_1
- la propagation à travers la première couche de longueur d_1 : matrice P_1
- la deuxième interface en passant du milieu d'indice n_1 vers n_2 : matrice I_2
- la propagation à travers la deuxième couche de la longueur d_2 : matrice P_2

Comme exemple, la matrice I_1 définit la propagation des ondes transmises (a_2) et les ondes réfléchies (b_1), qui sont données par les deux équations suivantes:

$$a_2 = t_{21}a_1 + r_{12}b_2 \quad (\text{II.1})$$

$$b_1 = t_{12}b_2 + r_{21}a_2 \quad (\text{II.2})$$

Où t_{ij} et r_{ij} indiquent la transmission et la réflexion en passant de la couche i à la couche j .

Ces équations peuvent être réécrites comme suivant :

$$a_1 = \frac{1}{t_{21}}a_2 - \frac{r_{12}}{t_{21}}b_2 \quad (\text{II.3})$$

$$b_1 = t_{12}b_2 + r_{21}a_2 \quad (\text{II.4})$$

Les coefficients de réflexion R et de transmission T sont liés par la relation :

$$r^2 + t^2 = 1 \quad (\text{II.5})$$

Avec :

$$R = r^2 \quad \text{et} \quad T = t^2$$

En outre, les relations de Fresnel qui peuvent être directement dérivées à partir des équations de Maxwell donnent :

$$r_{ij} = \frac{n_i - n_j}{n_i + n_j} \quad (\text{II.6})$$

De sorte que $r_{12} = -r_{21}$ et

$$t_{ij} = t_{ji} = t = \frac{2\sqrt{n_i n_j}}{n_i + n_j} \quad (\text{II.7})$$

Par conséquent les équations (II.3) et (II.4) peuvent être réécrites comme suit :

$$a_1 = \frac{1}{t}a_2 + \frac{r_{21}}{t}b_2 \quad (\text{II.8})$$

$$b_1 = \frac{1}{t}b_2 + \frac{r_{21}}{t}a_2 \quad (\text{II.9})$$

Les équations (II.8) et (II.9) forment une matrice sous forme :

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = M_I^n \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (\text{II.10})$$

Où M_I^n est la matrice de transfert par rapport à la n^{ième} interface.

$$M_I^{1,2} = \frac{1}{t} \begin{pmatrix} 1 & r_{21,12} \\ r_{21,12} & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II.11})$$

Donc, nous avons maintenant les matrices de transfert pour chaque interface entre deux couches différentes.

Les matrices de transfert $P^{1,2}$ qui décrivent la propagation à travers les couches uniformes 1 et 2 sont beaucoup plus simples à trouver en raison du fait que le champ se propageant dans un milieu uniforme n'accumule un facteur de phase $\exp(jkd)$.

$$P^{1,2} = \begin{pmatrix} e^{jk_{1,2} d_{1,2}} & 0 \\ 0 & e^{-jk_{1,2} d_{1,2}} \end{pmatrix} \quad (\text{II.12})$$

Où: $k_{1,2} = 2\pi n_{1,2}/\lambda$ et $d_{1,2}$ est la longueur de propagation dans les couches 1 et 2.

Nous pouvons maintenant définir la matrice de transfert pour la cellule élémentaire représentée sur la figure II.7 comme $M = M_I^1 \cdot P^1 \cdot M_I^2 \cdot P^2$.

Si nous considérons maintenant un milieu parfaitement périodique composé de N cellules élémentaires alors la matrice de transfert total d'une telle structure est tout simplement M_{tot} donnée par l'équation (II.13).

$$M_{tot} = M^N \quad (\text{II.13})$$

Enfin, nous pouvons récupérer la réflectivité (et transmission) d'un cristal périodique complet. Ceci peut être fait simplement en réécrivant les équations explicitement à partir de la matrice de transfert:

$$\begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix} = M_{tot} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} \quad (\text{II.14})$$

Nous rappelons maintenant la condition au limite $B(L) = 0$ (il n'y a pas de lumière entrant de la main-extrême droite). Ceci implique que les ondes réfléchies sont nulles ($b_n = 0$)

de sorte que les équations définies selon le système (II.14) se réduisent aux équations suivantes :

$$a_0 = m_{11}a_n \quad (\text{II.15})$$

$$b_0 = m_{21}a_n \quad (\text{II.16})$$

Donc, on obtient finalement:

$$r = \frac{b_0}{a_0} = \frac{m_{21}}{m_{11}} \quad \text{et} \quad t = \frac{a_n}{b_n} = \frac{1}{m_{11}} \quad (\text{II.17})$$

Donc, en conclusion, si nous voulons calculer le coefficient de réflexion ou de la transmission d'une structure périodique, nous devrions tout simplement sélectionner une cellule élémentaire, écrire les matrices individuelles I et P de chaque élément dans la cellule (interfaces et propagations) et les multiplier pour obtenir la matrice totale M_{tot} .

Alors, à partir des éléments de matrice de $M_{\text{tot}} = M^N$ et en utilisant l'équation (II.17), nous trouvons le r et t . Tout cela se fait numériquement en utilisant le logiciel MATLAB.

II. 3. Recuit simulé :

Le recuit simulé est une version améliorée de la méthode d'amélioration itérative. Il a été proposé en 1983 par Kirkpatrick pour la résolution des problèmes d'optimisation combinatoire comme par exemple le problème de déplacement du voyageur de commerce (traveling salesman problem). La méthode limite le principe thermodynamique. Elle s'inspire du phénomène physique de refroidissement lent d'un corps en fusion qui le conduit à un état solide de basse énergie. Un métal est chauffé à une température très élevée, il devient liquide et peut occuper toute configuration. Quand la température décroît, le métal va se figer peu à peu dans une configuration qu'il est de plus en plus difficile à déformer, il est refroidi. En réchauffant (recuit), le métal peut être retravaillé de nouveau pour lui donner la forme désirée. Il faut baisser lentement la température en marquant des paliers suffisamment longs pour que le corps atteigne l'équilibre thermodynamique à chaque palier de la température, ce qui permet d'obtenir à la fin du processus un matériau dans un état cristallin bien ordonné correspondant à un état d'énergie minimum. Par contre, si la baisse de température se fait de

manière trop brutale, le matériau est amorphe et ses atomes sont figés dans un état désordonné traduisant un minimum local d'énergie [14].

Le comportement des atomes a été caractérisé par une loi statistique de distribution proposée par Boltzman : pour une température donnée T, la probabilité pour qu'un système d'atomes soit dans un état d'énergie E est proportionnelle à $\exp\left(-\frac{E}{T}\right)$. Ainsi quand la température décroît et devient proche de zéro, seuls les états d'énergie minimum ont une probabilité non nulle.

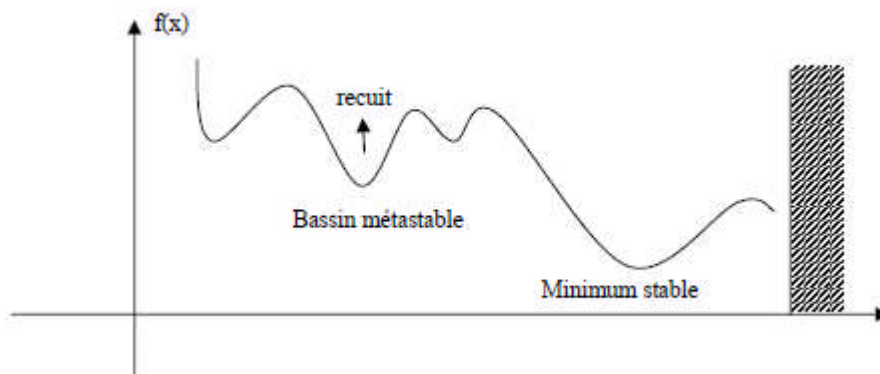


Figure II.3 : Parcours de l'espace de recherche avec le recuit simulé.

II.3.1. Probabilité de Boltzman :

La probabilité de Boltzman notée P_t mesure la probabilité de trouver un système dans une configuration i avec une énergie E_i , à une température T donnée, dans l'espace des configurations S. Elle est définie par :

$$P_T(X = i) = \frac{1}{Z(T)} \exp\left(\frac{-E_i}{KT}\right) \quad (\text{II.18})$$

Ou X est une variable stochastique qui désigne l'état actuel du solide, K es appelé la constante de Boltzman et Z(T) est une fonction appelé fonction de répartition définie par :

$$Z(T) = \sum_{j=1}^t \exp\left(\frac{-E_j}{KT}\right) \quad (\text{II.19})$$

Ou t représente tous les états énergétiques possibles.

Dans cette expression, le facteur KT montre lorsque la température est très élevée, tous les états sont à peu près équiprobables, c'est-à-dire qu'un grand nombre de configurations sont accessibles. Au contraire quand la température est basse, les états à haute énergie deviennent peu probables par rapport à ceux faible énergie.

Pour simuler l'évolution d'un solide vers l'équilibre thermique pour une température T , Metropolis a proposé un critère appelé critère de Metropolis et qui est dérivée de la probabilité de Boltzmann.

II.3.2 Critères de Metropolis :

Dans le contexte d'optimisation par la méthode du recuit simulé, l'énergie est remplacée par la fonction objectif, ainsi l'obtention d'un solide a énergie minimum est équivalente à la recherche de l'optimum global de la fonction objectif. Cette recherche se fait par explorations successives de différentes configurations.

Après chaque passage d'une configuration X à une configuration Y , la variation de la fonction objectif est $\Delta f = f(Y) - f(X)$. La transformation est acceptée selon la probabilité $p(X, Y)$ telle que :

$$p(X, Y) = e^{\frac{-\Delta f}{T}} \quad (\text{II.20})$$

Lorsque la variation Δf est négative ou nulle, l'exponentielle est supérieure ou égale à 1 est la nouvelle configuration es acceptée.

Si $\Delta f > 0$, $p(X, Y)$ est comparé à un nombre aléatoire $\text{rand} \in [0,1]$.

Si $\text{rand} < p(X, Y)$ la configuration Y est acceptée.

Les configurations ayant une augmentation en Δf , c'est-à-dire une dégradation de la fonction objective sont donc moins probables pour une température donnée, d'autant moins que la température est faible.

II.3.3 Chaîne de Markov :

La chaîne de Markov est l'ensemble des configurations explorées à température constante. L'équilibre thermique est caractérisé par la convergence de la distribution de

l'énergie calculée sur les différentes configurations de la chaîne de Markov vers une loi normale. En pratique, ce critère d'équilibre thermique est trop sévère et il est remplacé par la notion quasi-équilibre. Ce dernier est atteint lorsque la longueur de la chaîne Markov, c'est-à-dire le nombre de configurations explorées, est suffisamment grande.

II.3.4 L'algorithme :

Kirkpatrick a fait une analogie entre l'optimisation et le phénomène physique de refroidissement en faisant une correspondance entre arrangements des atomes et paramètres de conception, énergie et fonction objectif à minimiser, minimum de l'énergie et minimum globale, chaîne de Markov et nombre de configurations explorées à température constante.

Cependant, le concept de température d'un système physique n'a pas d'équivalent direct avec le problème à optimiser. Ainsi, le paramètre température T est simplement un paramètre de contrôle, indiquant le contexte dans lequel se trouvent le système, c'est-à-dire le stade de la recherche. Le critère de Metropolis détermine si une nouvelle configuration générée présente une variation de fonction objective acceptable. Il permet aussi de sortir des minima locaux quand la température est élevée.

L'algorithme débute par une température initiale élevée et une configuration initiale prise au hasard. A l'aide d'un déplacement aléatoire, une nouvelle configuration est générée selon chaque direction. Selon le critère de Metropolis, elle sera acceptée ou rejetée. Ce processus est répété, à partir du dernier point accepté, un certain nombre de fois jusqu'à obtenir l'équilibre thermique. Pendant cette phase, le vecteur pas de déplacement p est périodiquement ajusté pour s'adapter à la fonction, le meilleur point obtenu est désigné comme optimum courant.

La température est diminuée progressivement en générant à chaque palier un ensemble de solutions à partir de l'optimum courant. Au début de l'algorithme, le paramètre de contrôle T est élevé, ainsi la probabilité $p(X, Y)$ est proche de 1 presque toutes les dégradations de la fonction objectif sont acceptables, ce qui favorise l'exploration. Au contraire, quand T diminue, les remontées sont plus en plus difficiles de très faibles dégradations sont acceptées, favorisant ainsi l'intensification. Le processus complet est répété jusqu'à ce que le critère d'arrêt soit atteint.

En résumé, le recuit simulé utilise un double dynamique :

- Recherche de minime à température fixée avec la chaîne Markov.
- Diminution par étape de la température.

II.3.5 Paramètre du recuit simulé :

La principale difficulté rencontrée dans la résolution d'un problème d'optimisation par cette méthode est liée à la détermination du schéma de refroidissement. L'ensemble des paramètres qui gouvernent la convergence de l'algorithme sont [14] :

- Valeur initiale du paramètre de contrôle T_0 (température initiale).
- Facteur de réduction de la température r_t .
- Nombre d'itérations à température constante (longueur de la chaîne de Markov)
- Taille de voisinage N_s .
- Critère d'arrêt.

II. 3. 5. 1. Température :

La température est un paramètre de contrôle important. Le but est d'avoir une température assez haute pour éviter les minimums locaux et suffisamment basse pour réduire le temps d'optimisation. En diminuant lentement la température, on permet au système de rechercher les bassins d'attraction dont la préférence est toujours donnée à celui dont le coût est minimal. La loi selon laquelle la température décroît est importante pour l'efficacité de l'algorithme puisqu'elle doit laisser le temps au système de tester le maximum de configurations pour être sûr d'obtenir le minimum global. Aussi, la température initiale doit être suffisamment élevée pour que la descente en température soit aussi lente que possible.

II. 3. 5. 2. Température initiale :

Dans un problème physique, le solide doit être chauffé jusqu'à ce qu'il fonde pour que, dans la phase liquide, les atomes ou particules puissent occuper toutes configurations.

Dans l'algorithme du recuit simulé, le paramètre de contrôle doit être suffisamment élevé pour permettre à toutes les transitions d'être acceptées, c'est-à-dire pour permettre la localisation de la région où se trouve le minimum global.

La température initiale est déterminée, sinon fixée arbitrairement, lors d'une phase de pré traitement avec une exploration initiale partielle de l'espace de configurations. D'après Kirkpatrick, T_0 doit être choisie de sorte que la probabilité d'acceptation de la plus mauvaise solution, notée P_r soit environ 80%. Ensuite, dans l'expression de $p(X, Y)$, l'utilisateur doit fixer l'accroissement maximale acceptable de la fonction objectif, noté Δf^+ , pour en déduire la valeur T_0 . l'expression suivante est obtenue :

$$T_0 = \frac{\Delta f^+}{\ln(P_r)} \quad (\text{II.21})$$

Cette relation peut être déduite de la probabilité de Boltzman. Cependant, Heck propose de générer aléatoirement un certain nombre de configurations initiales. Ensuite, la température initiale est calculée de façon à pouvoir accepter les configurations dont la fonction objectif est comprise +/- 3σ autour de la valeur moyenne, avec σ l'écart type des valeurs initiales de la fonction objectif. La probabilité d'acceptation p_r est réglée à 0.01 pour avoir une température initiale suffisamment élevée. Ainsi, la température initiale vaut :

$$T_0 = \frac{-3.\sigma}{\ln(P_r)} \quad (\text{II.22})$$

II. 3. 5. 3. Décroissance de la température :

Le changement de température de T_k vers T_{k+1} est effectué au moment où l'équilibre thermique (ou l'état de quasi équilibre) est détecté. La recherche de cet équilibre s'effectue en générant une succession de chaîne de Markov. La variation de température se fait donc par paliers suivant la fonction de décroissance utilisée. Les fonctions les plus couramment rencontrées dans la littérature sont les fonctions linéaires, discrètes ou exponentielles (tableau II.1).

Type	Fonctions	Paramètres
Linéaire	$T_{k+1} = a.T_k$	$a < (typ. 0.99 \text{ à } 0.8)$
Discrète	$T_{k+1} = T_k - \Delta T$	$\Delta T > 0$
Exponentielle	$T_{k+1} = T_k \exp\left(\frac{-\lambda T_k}{\sigma_k}\right)$ <p>Avec $0 \leq \frac{T_{k+1}}{T_k} \leq 1$</p>	σ_k est l'écart type des fonctions objectifs des configurations acceptées à la température T_k , λ est un paramètre de réglage fixé par l'utilisateur positif

Tableau II.1 : Lois de décroissance de la température les plus utilisés [14].

La loi plus utilisé c'est la loi linéaire qui permet d'avoir une décroissance rapide au début de l'optimisation et lente proche de la convergence. La décroissance exponentielle permet de tenir compte de l'état précédent par l'utilisation de l'écart type des valeurs de la fonction objectif obtenues au palier de température précédent. Au début de la recherche, presque toutes les configurations sont acceptées. Comme ces configurations peuvent être très dispersées dans l'espace de recherche, l'écart type peut être alors relativement grand et donc la température décroît plus lentement selon la valeur donnée au paramètre λ . La décroissance est donc dynamique et adaptative. Pour la fonction discrète, la décroissance est indépendante de la valeur de l'état précédent du système et dépend uniquement de ΔT .

Sur la figure II.4, nous allons présenter la structure en bloc de l'algorithme du recuit simulé.

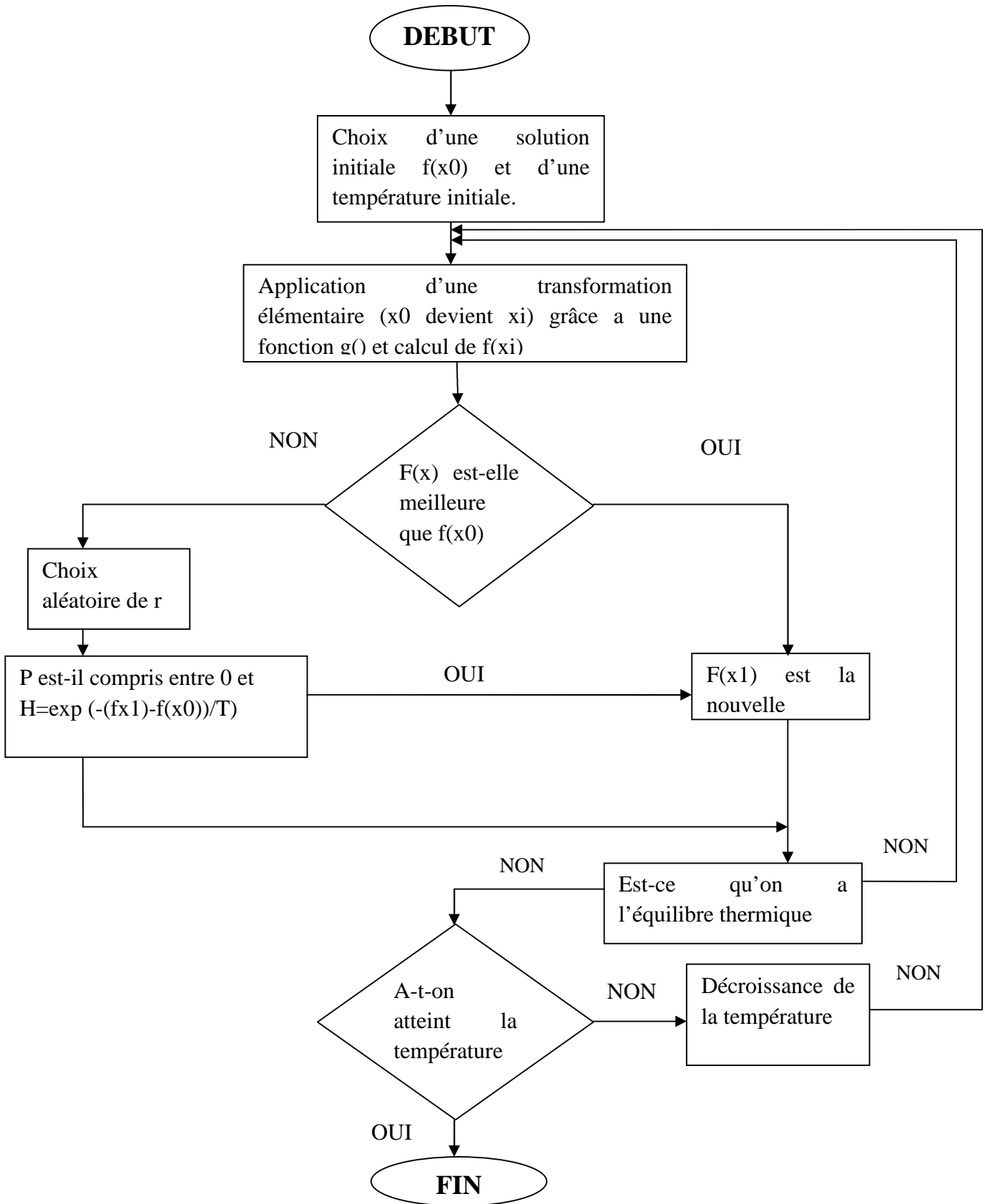


Figure II.4 : Algorithme du recuit simulé (Simulated Annealing) [15].

Dans nos simulations, nous avons exploités l'algorithme de Corona présenté en annexe.

II. 3. 6. Avantages et inconvénients :

Les méthodes de recuit simulé ont l'avantage d'être souples et rapidement implémentables lorsqu'on veut résoudre des problèmes d'optimisation combinatoire, le plus souvent de grande taille.

Les principaux inconvénients de recuit simulé résident dans le choix des nombreux paramètres, tels que la température initiale, la loi de décroissance de la température, les critères d'arrêt ou la longueur des paliers de température. Ces paramètres sont souvent choisis de manière empirique [15].

II. 4. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté brièvement en premier lieu une méthode d'analyse qui n'est rien d'autre que la méthode de transfert employée pour tracer les réponses spectrales en termes de transmission d'un cristal photonique unidimensionnel CP-1D. Afin d'optimiser les performances de ce type de structure, la méthode de synthèse qui est celle de recuit simulé est utilisée pour approcher la fonction synthétisée de coefficient de transmission à celle désirée.

Le prochain chapitre sera entièrement consacré à l'hybridation de la méthode de transfert avec le recuit simulé afin de synthétiser les filtres passe bande à base des cristaux photoniques unidimensionnels, qui sont très utilisés dans le domaine de télécommunication optique.

Chapitre III :

Présentation des résultats de simulations

III. 1. Introduction :

Dans ce chapitre, une optimisation sera effectuée en employant le recuit simulé des CP 1D en agissant sur les largeurs des couches constituant la structure en question. Cette famille de cristaux photoniques sera plus particulièrement étudiée.

L'objectif consiste à rechercher l'épaisseur optique optimale de chaque couche du filtre pour que la transmission synthétisée soit aussi rassemblée d'une transmission désirée tout en éliminant les transmissions parasites intervenant à des longueurs d'ondes voisines.

III. 2. Optimisation des filtres passe-bande à base des CPs-1D :

Ce paragraphe illustre l'apparition de bandes permises photoniques dans les cristaux photoniques avec l'exemple du miroir de Bragg. Cette description sera sommaire car la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques 1D a été étudiée dans le chapitre I.

En effet, pour aborder la simulation d'un filtre Passe-Bande, nous étudions le cas simple d'un milieu dont la constante diélectrique est périodique suivant une seule dimension. Ce milieu peut être constitué d'une alternance de couches de diélectriques de permittivités différentes $\epsilon_1 = 12.25$ (silicium) et $\epsilon_2 = 1$ (l'air). Il s'agit des matériaux à fort contraste d'indice, capable de créer un gap photonique large.

La figure III.1. illustre une description schématique sur le filtre passe-bande qui sera traité dans les sections suivantes. Il est de taille finie $L=N.a$ (N est le nombre de couche et a la période).

Dans nos simulations, nous avons pris comme choix arbitraire $N=9$.

Pour l'étude de notre filtre, nous avons choisis d'exploiter une plage en longueur d'onde très utilisée en télécommunications optique comprise entre $1 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$. Il suffira alors de lancer l'opération de simulation à l'aide du logiciel de calcul MATLAB et de balayer la plage des longueurs d'ondes en intervenant directement sur les programmes de l'algorithme du recuit simulé.

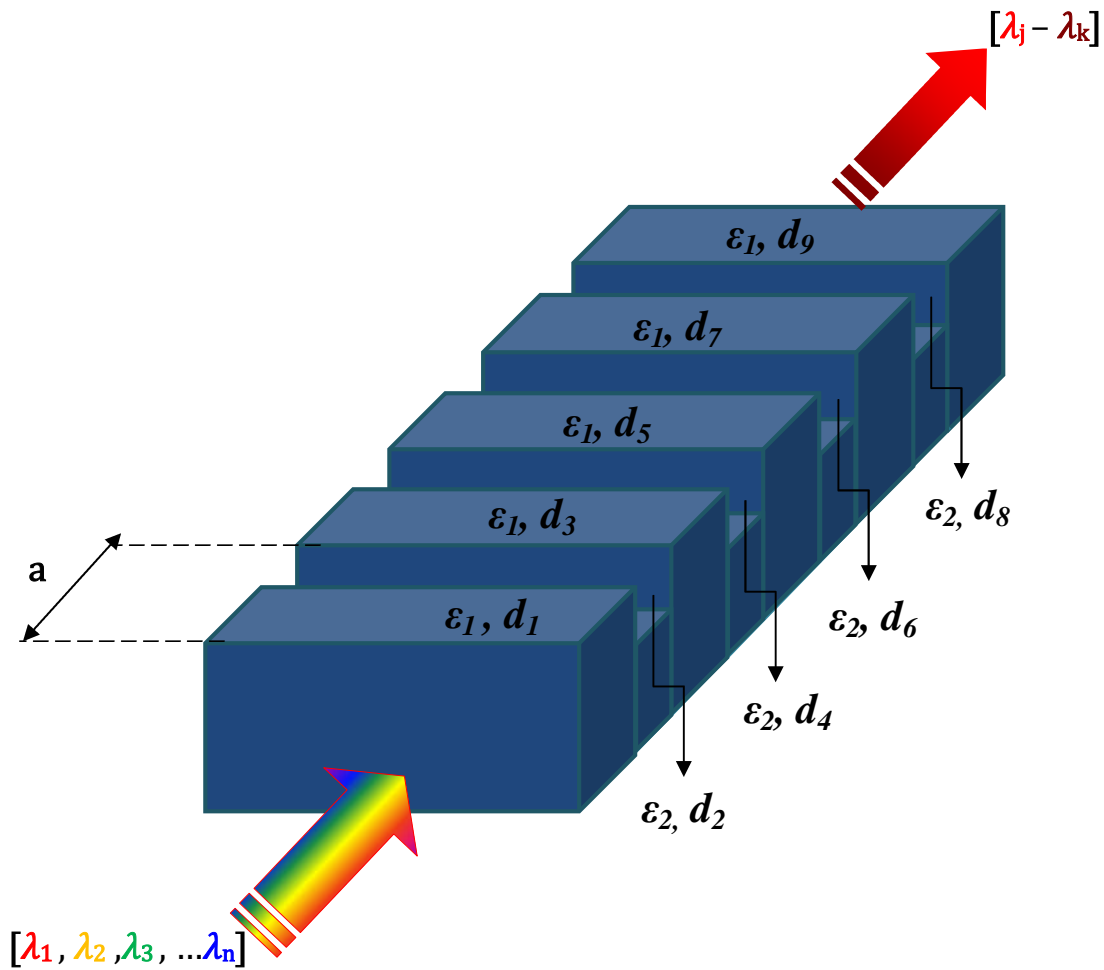


Figure III.1 : Représentation schématique du filtre passe-bande à base d'un CP 1.5D en incidence normale.

A ce stade, le filtre passe bande en question ne peut pas encore filtrer. On doit passer par l'étape de l'optimisation, qui va appliquer des changements au niveau de l'épaisseur de chaque couche afin de laisser passer une gamme de longueur d'onde.

III. 3. Présentation des résultats de simulation :

En premier lieu, on commence notre optimisation d'un filtre passe bande autour de la longueur d'ondes $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ permettant ainsi de transmettre une gamme s'étalant sur $[1.4-1.7 \mu\text{m}]$.

Afin de répondre à cet objectif, il était nécessaire de faire rapprocher la fonction synthétisée par l'exploitation de notre méthode de synthèse qui est le recuit simulé à celle désirée. Donc, nous sommes penchés sur une fonction gaussienne modifiable permettant ainsi d'atteindre ce cahier des charges. La fonction proposée est donnée par la formule suivante :

$$fd = e^{-\alpha(\lambda-\lambda_c)^\beta} \quad (\text{III. 1})$$

Afin de centrer le gabarit du filtre passe bande autour de la longueur d'ondes $\lambda_c=1.55$ μm dans une gamme de [1.4-1.7] μm , les coefficients de la fonction désirée ont été choisis tels que: $\alpha=10^7$, $\beta=8$, $\lambda_c=1.55$ μm .

Dans toutes nos simulations, les paramètres du Recuit simulé sont fixés comme suit : $T_0=2$, Décroissance de température linéaire ($T_{k+1} = \alpha . T_k$) avec $\alpha=r_t=0.1$, $\varepsilon=10^{-18}$, $X_0=10^3$, $V_0=10^4$, $N_s=100$, $N_t=100$.

Sur la figure III.2, on présente les résultats de simulation du coefficient de transmission après optimisation dans la bande [1.2-1.8 μm].

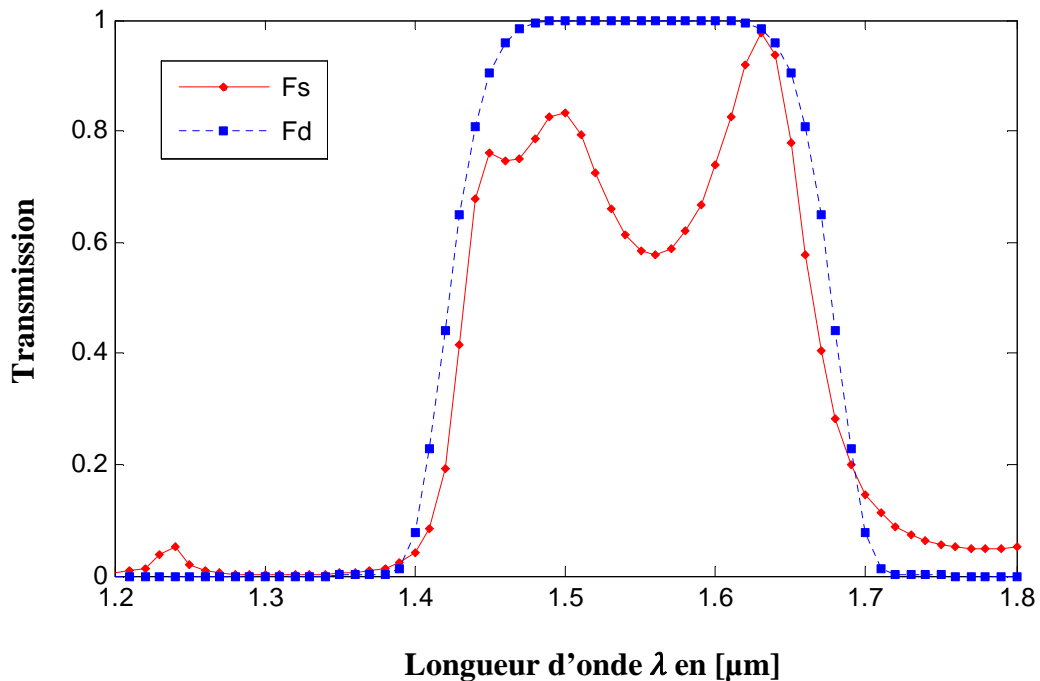


Figure III. 2. Réponse de transmission désirée (Fd) et synthétisée (Fs) en fonction de la longueur d'onde.

Pour cet intervalle de longueur d'onde, le recuit simulé nous offre en réponse une solution qui peut être considérée comme parfaite, car le graphique se rapproche avec celui de la fonction désirée dans les gammes de longueur d'ondes [1.2-1.47 μm] et [1.64-1.8 μm]. Malgré que la courbe de la fonction synthétisée dans la gamme de longueur d'ondes [1.47-1.64 μm] s'éloigne à celle désiré, on peut confirmer la bonne transmission puisque le niveau est supérieur à 60%.

Afin de d'observer l'évolution de l'erreur quadratique entre la fonction désirée et celle obtenue par la technique du recuit simulé, nous présentons cette évolution en fonction des itérations sur la figure ci-dessous. Nous associons également à cette figure un tableau récapitulatif qui esquisse les minimums pour chaque itération.

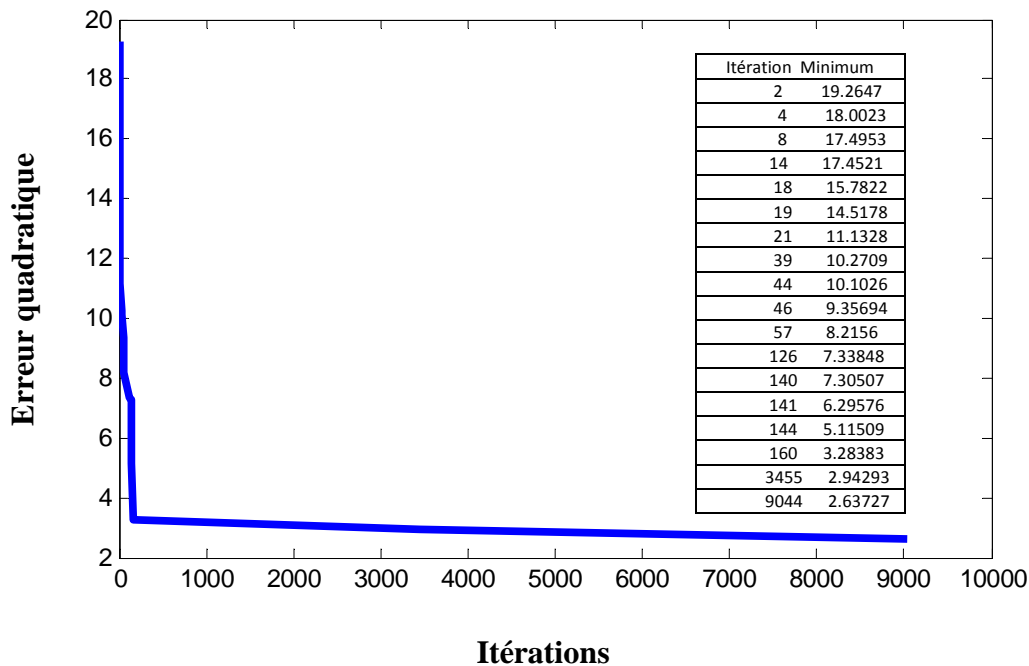


Figure III. 3. Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.

D'après cette figure, nous observons que l'algorithme converge rapidement au bout de 160 itérations en enregistrant un minimum de l'ordre de 3.28383 selon le tableau et attend l'itération 9044 pour atteindre un minimum optimal qui de l'ordre de 2.63727.

Après optimisation, les couches repérées constituant notre cristal photonique sont exposés sur le tableau III.1.

Largeur [μm]	0.0170	0.9307	0.9094	0.0915	0.3085	0.8184	0.3304	0.8051	0.0846
Indice de réfraction	3.5	1	3.5	1	3.5	1	3.5	1	3.5

Tableau III.1 : Solution optimale des épaisseurs de la structure étudiée.

En restant toujours dans la fonction de filtrage, nous passons maintenant à une autre gamme de longueur d'onde à filtrer qui s'étale entre [1.5-1.6μm]. Cela nécessite d'ajuster la fonction définissant le gabarit. Ce dernier doit avoir un maximum de transmission dans la bande c'est à dire que la courbe doit être plate dans cette bande. D'autre part, une excellente rejection doit être assuré. Les paramètres de la fonction répondant à cette exigence sont : $\alpha=10^{-11}$, $\beta=8$, $\lambda_c=1.55 \mu\text{m}$.

Les paramètres du recuit simulé sont les mêmes que ceux de l'exemple précédent. Nous présentons les deux courbes de simulation synthétisée et désirée.

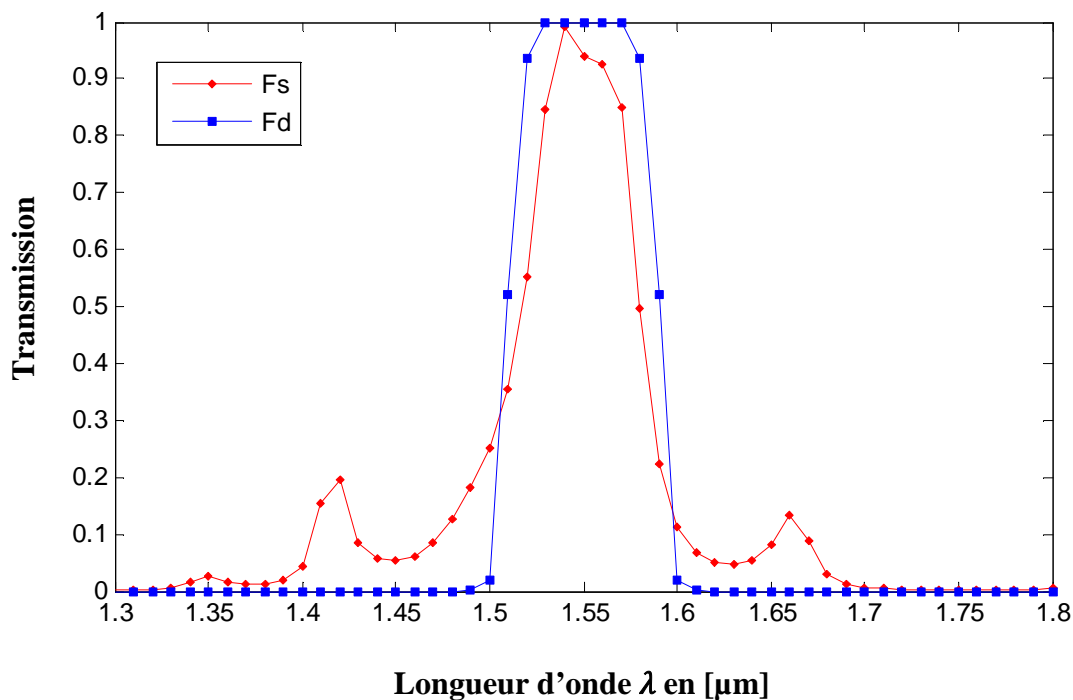


Figure III. 4. Réponse de transmission désirée (Fd) et synthétisée (Fs) en fonction de la longueur d'onde.

D'après la figure III.4, on remarque que la courbe de la fonction désirée suit celle de la fonction synthétisée dans la gamme [1,5-1,6 μ m]. Cependant, il ya une apparition de quelques pics aux longueurs d'onde 1.42 μ m et 1.651 μ m qui ne dépassent pas 20%. Le niveau de la puissance transmise est de l'ordre de 100% à la longueur d'onde 1.54 μ m. De façon générale, ce résultat est acceptable.

Afin de donner un aperçu précis sur l'évolution de l'erreur quadratique entre la fonction désirée et celle obtenue par la technique du recuit simulé, nous montrons cette évolution en fonction des itérations sur la figure III.5. Nous joignons aussi à cette figure un tableau résumé qui évalue les minimums pour chaque itération.

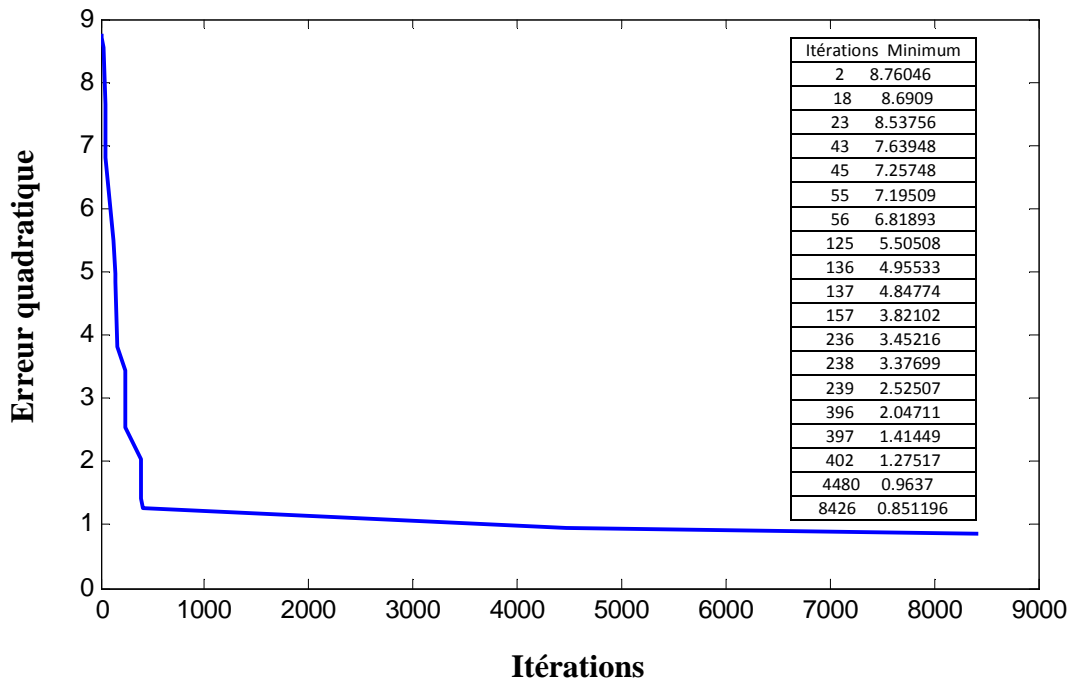


Figure III. 5. Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.

D'après la figure III.5, on remarque que l'algorithme de recuit simulé ne converge qu'à partir de 397 itérations tout en enregistrant un minimum de 0.851196 à l'itération 8426.

Le tableau III.2 présente les épaisseurs des couches trouvées après optimisation :

Largeur [μm]	0.6452	0.7184	0.7006	0.7881	0.4450	0.2487	0.8909	0.3740	0.6440
Indice de réfraction	3.5	1	3.5	1	3.5	1	3.5	1	3.5

Tableau III.2 : Solution optimale des épaisseurs de la structure étudiée.

Toujours dans l'optimisation des filtres Passe-Bande, cette fois-ci le gabarit est localisé dans la gamme [1,28 1,82 μm]. Par suite, les paramètres de la fonction désiré imposés dans notre simulation sont : $\alpha=10^{-5}$, $\beta=8$, $\lambda_c=1.55 \mu\text{m}$.

Sur la figure III.6, nous présentons les résultats de synthèse obtenus par le recuit simulé.

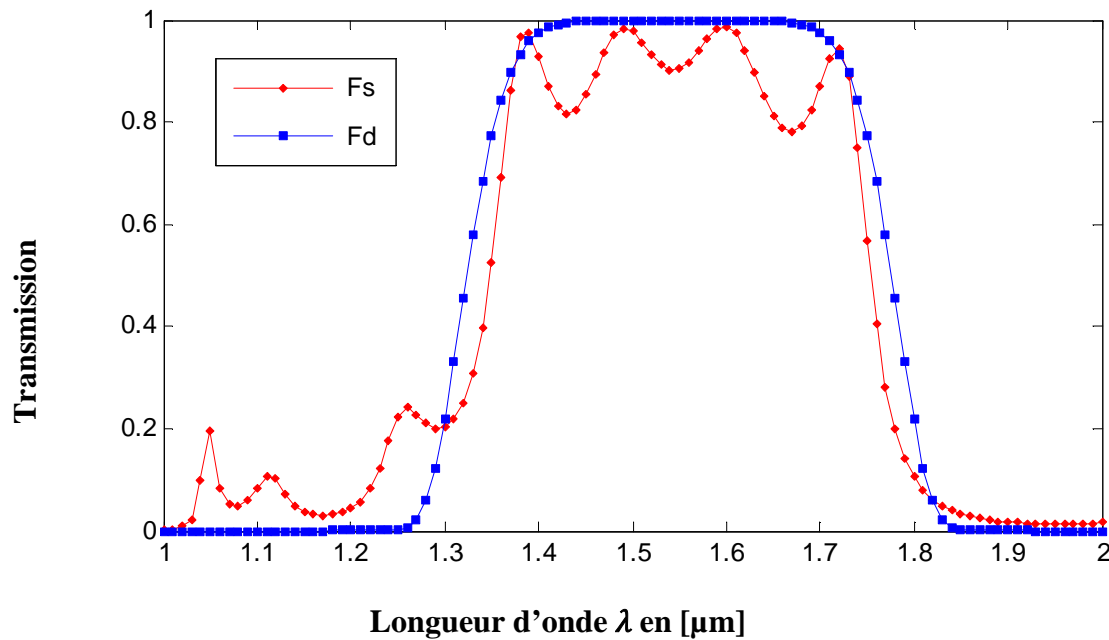


Figure III. 6. Réponse de transmission désirée et synthétisée en fonction de la longueur d'onde.

Selon la figure III.6, nous observons que le graphique de la fonction synthétisée dans la bande dont on veut la filtrer présente des ondulations qui plafonnent 100% et avec un minimum de 80%. De part et d'autre de la gamme des longueurs d'ondes [1.3-1.8] μm , notre filtre synthétisé présente une rejection nulle dans la bande [1.82-2] μm et aussi acceptable dans la bande [1-1.28] puisqu'elle ne dépasse pas 20%. Néanmoins, Ce résultat nous paraît comme admissible.

Aussi, il est préférable de compléter la réponse de notre filtre par un tracé qui peut être révéler un très bon moyen pour la bonne compréhension de la phase d'optimisation. Il s'agit donc de l'évolution de l'erreur quadratique entre la fonction désirée et celle obtenue par la technique du recuit simulé (figure III.7). Nous associons à cette figure un tableau concis qui donne les minimums pour chaque itération.

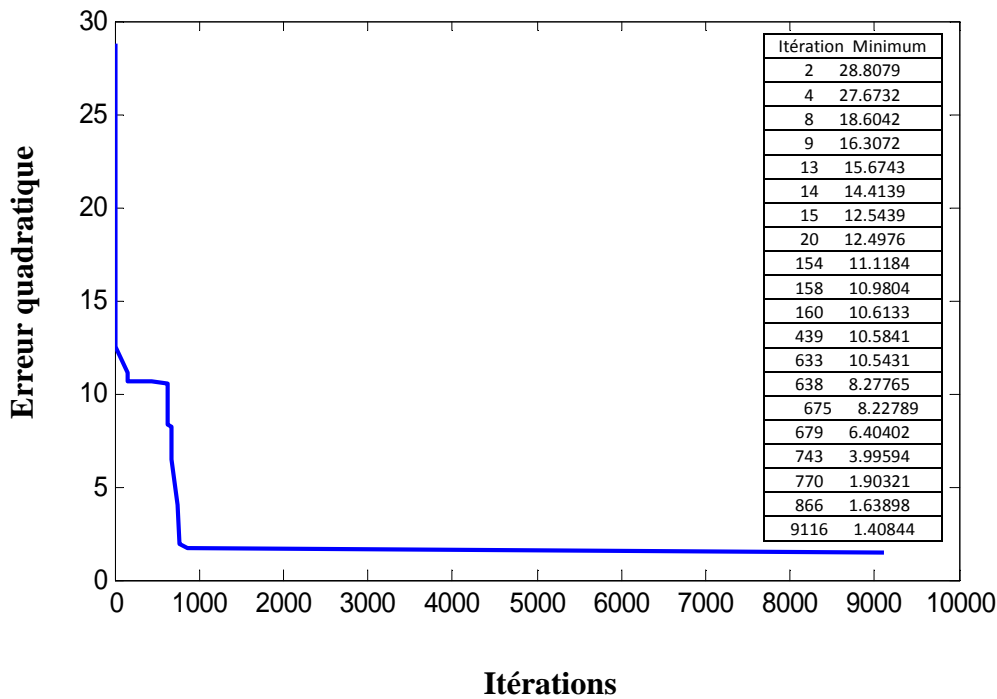


Figure III. 7. Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.

D'après la figure III.7, nous voyons que l'algorithme converge rapidement au bout de 770 itérations en enregistrant un minimum de l'ordre de 1.90321 selon le tableau et calcule l'itération 9116 pour atteindre un critère d'arrêt avec un minimum optimal qui de l'ordre de 1.40844.

Par suite, les épaisseurs des différentes couches obtenues du filtre passe-bande après optimisation sont représentées dans le tableau ci-dessous:

Largeur [µm]	0.2042	0.6119	0.2189	0.8801	0.2166	0.6826	0.0153	0.7425	0.2017
Indice de réfraction	3,5	1	3,5	1	3,5	1	3,5	1	3,5

Tableau III.3 : Solution optimale des épaisseurs de la structure étudiée.

Toujours, nous suivons la même démarche que les trois exemples précédents, mais cette fois-ci nous cherchons à optimiser notre filtre passe-bande à base d'un cristal photonique unidimensionnel fonctionnant dans la bande [1.2-1.9] µm. Autrement dit, on souhaiterait d'avoir une transmission maximale dans ce gabarit large défini par nous même et une rejection minimale hors de cette gamme.

Dans ce cas là, les paramètres des coefficients de la fonction désirée sont donnés comme suit : $\alpha=10^{-4}$, $\beta=8$, $\lambda_c=1.55$ µm.

Après lancement de la simulation, nous obtenons les deux réponses spectrales en termes de transmission, celle de la fonction désirée et aussi de la fonction désirée. Elles sont illustrées sur la figure III.8.

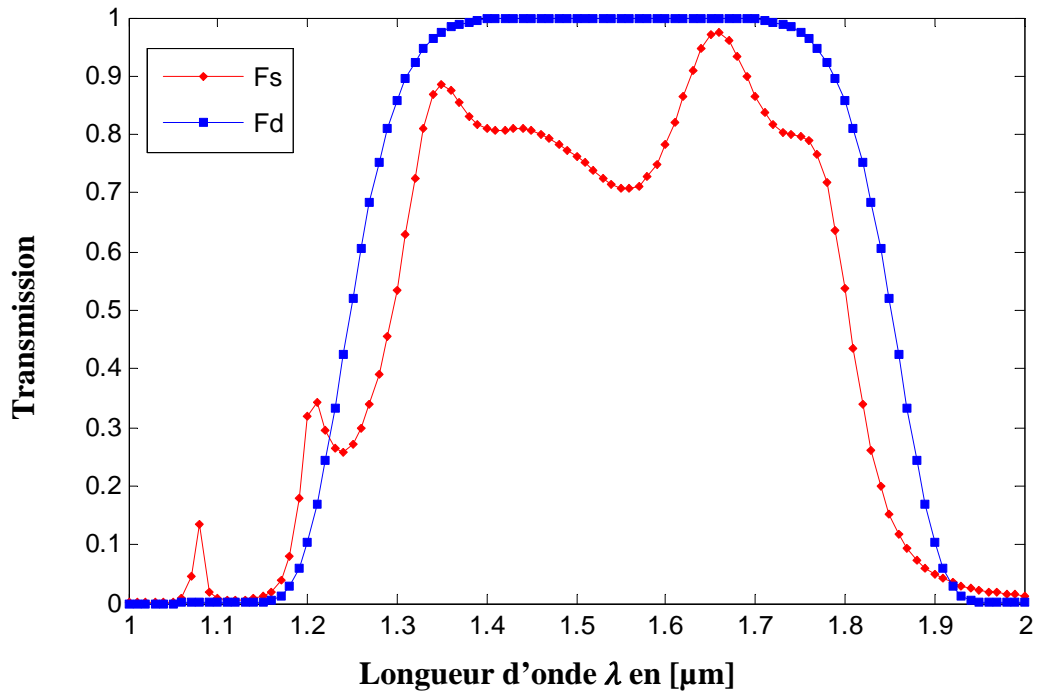


Figure III. 8. Réponse de transmission désirée et synthétisée en fonction de la longueur d'ondes.

D'après la figure III.8, nous remarquons que la transmission a diminué en comparaison avec le dernier exemple puisque la largeur de gabarit s'élargie. On enregistre une transmission maximale de l'ordre de 99% à la longueur d'onde 1.65 μm . En plus, les quantités de transmission prélevée dans cette gamme de fonctionnement du filtre dépassent 70%. Ce qui justifie que notre algorithme offre une bonne réponse suite à l'optimisation malgré que notre filtre ne présente pas une réjection parfaite à la longueur d'onde 1.08 μm .

Afin de minimiser l'erreur entre la fonction désirée et celle obtenue par le recuit simulé, nous allons poursuivre notre étude en analysant l'évolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations qui s'étalent entre 0 et 2000 itérations (figure III.9). Également, nous traduisons cette figure par le tableau III.4 qui prélève les minimums d'erreur pour toute itération.

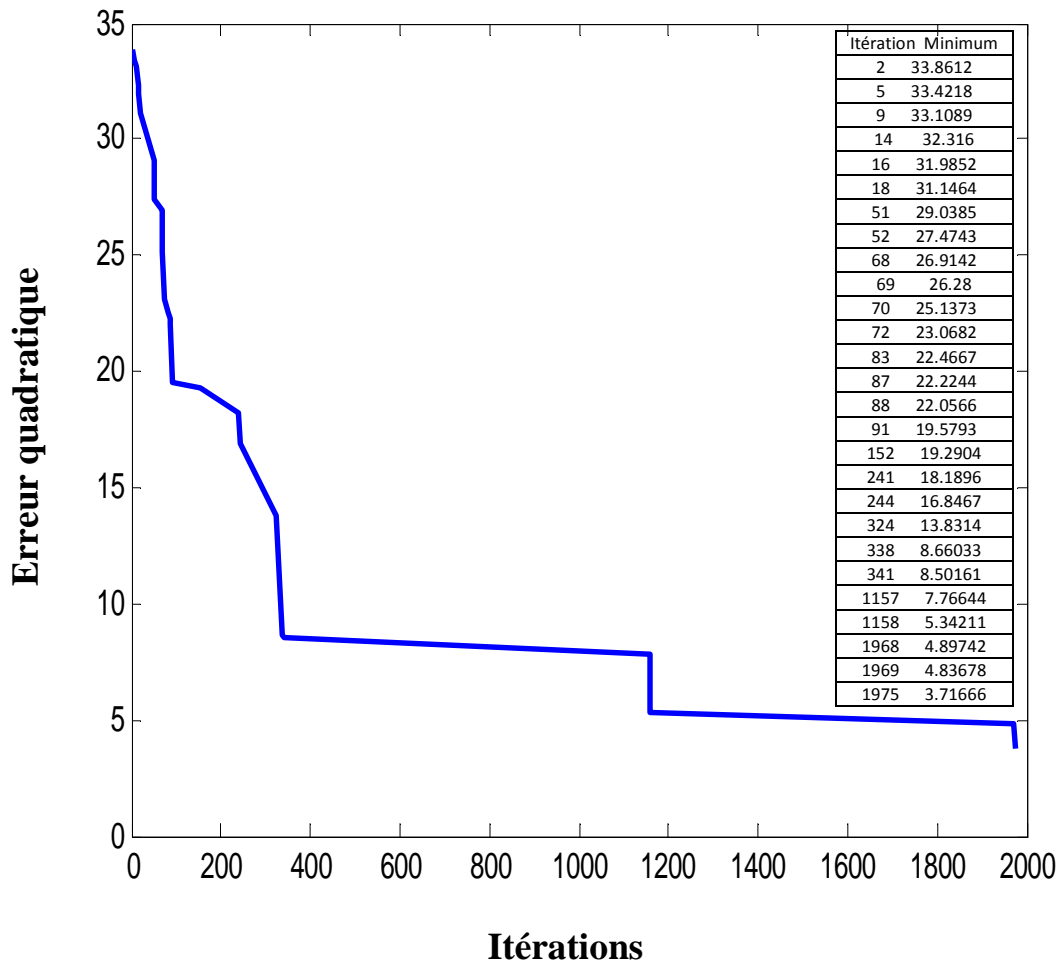


Figure III. 9. Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.

Selon la figure III.9, nous discernons que l'algorithme tend rapidement au bout de 1968 itérations en enregistrant un minimum de l'ordre de 4.89742 selon le tableau et attend l'itération 1975 pour atteindre un minimum optimal qui de l'ordre de 3.71666.

Le tableau suivant montre les différentes largeurs des couches en μm obtenues du filtre après optimisation :

Largeur [μm]	0.2168	0.6813	0.4093	0.7594	0.6264	0.7337	0.2311	0.1497	0.0195
Indice de réfraction	3,5	1	3,5	1	3,5	1	3,5	1	3,5

Tableau III.4 : Solution optimale des épaisseurs de la structure étudiée.

Dans cette section, nous dirigeons vers une autre plage de longueur d'onde nommée par fenêtre télécom centrée autour de la longueur d'onde centrale $\lambda_c=1.31 \mu\text{m}$. A ce stade, notre gabarit possède les paramètres des coefficients de la fonction désirée comme suit : $\alpha=10^{-11}$, $\beta=8$, $\lambda_c=1.31\mu\text{m}$. A noter que les paramètres d'entrée du recuit simulé seront maintenus constant pour toutes nos simulations.

Après lancement de la simulation, voici ci-dessous ce que nous avons obtenus :

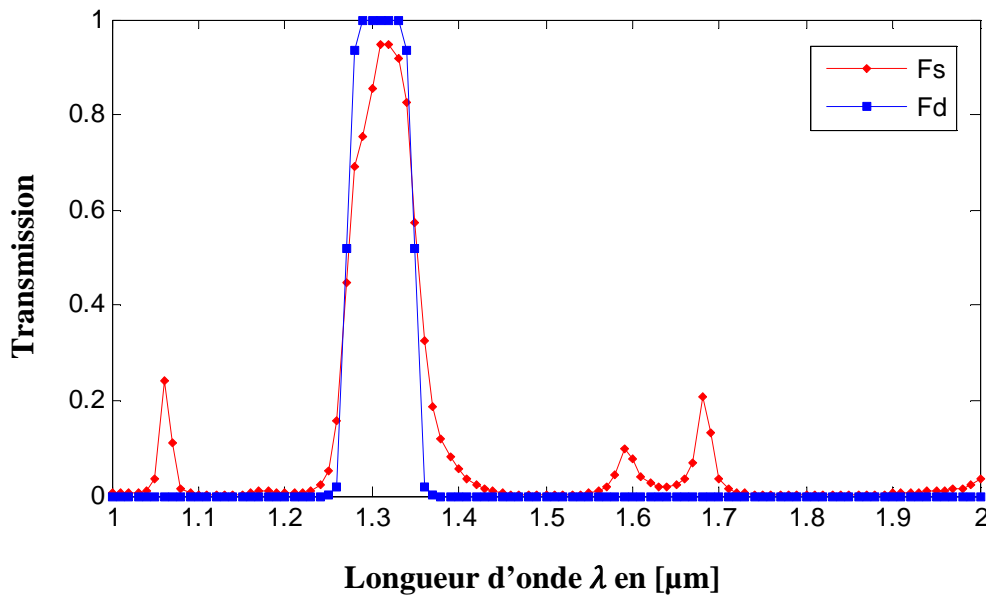


Figure III. 10. Réponse de transmission désirée et synthétisée en fonction de la longueur d'onde.

Pour cette longueur nous observons que les résultats obtenus sont très proches car le graphique se chevauche parfaitement avec la fonction désirée, on peut assurer la bonne transmission environ 90%.

A fin de minimiser l'erreur entre la fonction désirée et celle obtenue par méthode d'optimisation, nous allons poursuivre notre étude en analysant l'évolution de l'erreur à partir de la figure III.11.

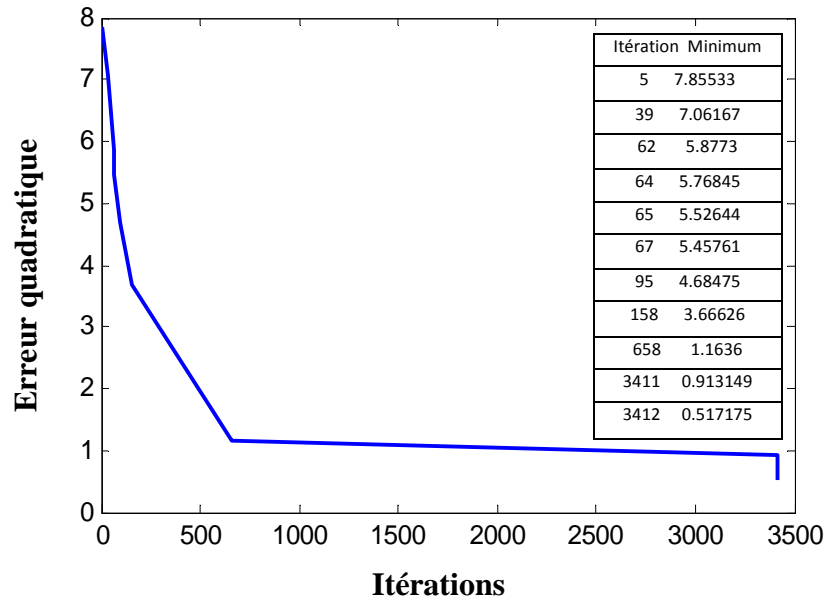


Figure III. 11. Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.

Selon la figure III.11, nous pouvons remarquer que l'erreur quadratique tend rapidement vers un minimum optimal qui de l'ordre 0.517175 à l'itération 3415.

Les épaisseurs de chaque couche constituant notre filtre photonique sont données dans le tableau ci-dessous.

Largeur [μm]	0.1714	0.5917	0.8575	0.6857	0.0768	0.2346	0.7634	0.2254	0.5686
Indice de réfraction	3,5	1	3,5	1	3,5	1	3,5	1	3,5

Tableau.III.5 : Solution optimale des épaisseurs de la structure étudiée.

Nous continuons maintenant avec une troisième plage de longueur d'onde [1,7-1,8] μm appartenant aux alentours de la longueur d'onde centrale 1.75 μm . Dans ce cas là, les paramètres de la fonction désirée sont donnés comme suit : $\alpha=10^{-11}$, $\beta=8$, $\lambda_c=1.75 \mu\text{m}$.

En ce qui suit, nous exposons le résultat du filtre passe-bande à base d'un cristal photonique unidimensionnel, synthétisé par le recuit simulé (figure III.12) :

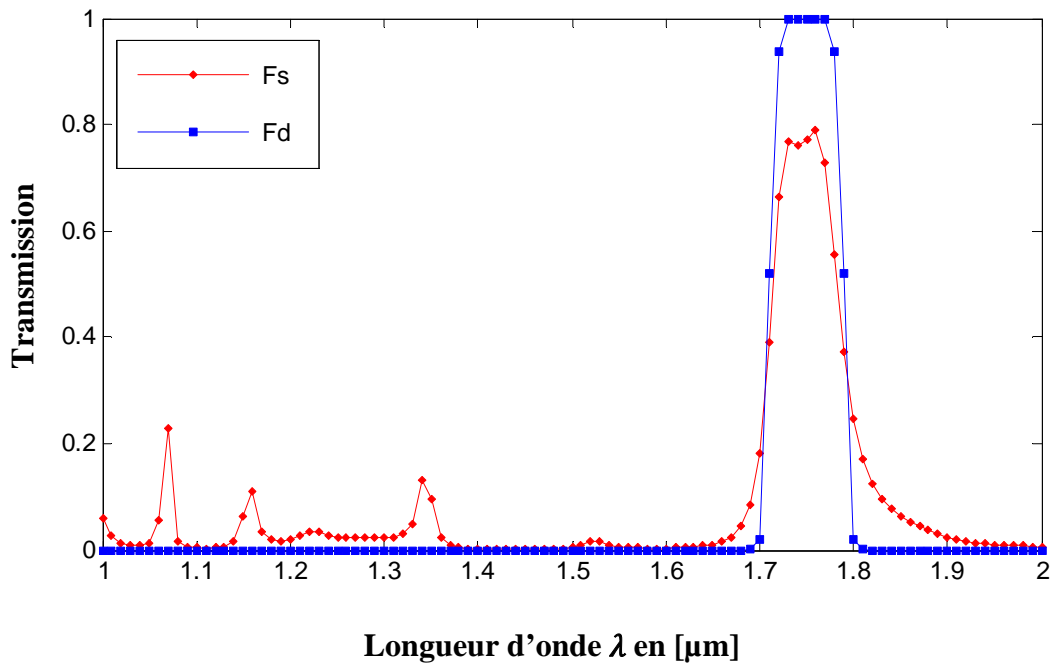


Figure III. 12 : Réponse de transmission désirée et synthétisée en fonction de la longueur d'ondes.

D'après la figure III.12, nous observons que le recuit simulé nous offre un assez bon résultat car les deux courbes celles de la fonction désirée et synthétisée sont très rapprochées malgré qu'il existe un écart entre eux. On enregistre une bonne transmission environ 80%.

Il est judicieux maintenant de passer vers l'analyse de l'évolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations, dans laquelle nous rajoutons un tableau qui résume la figure III.13.

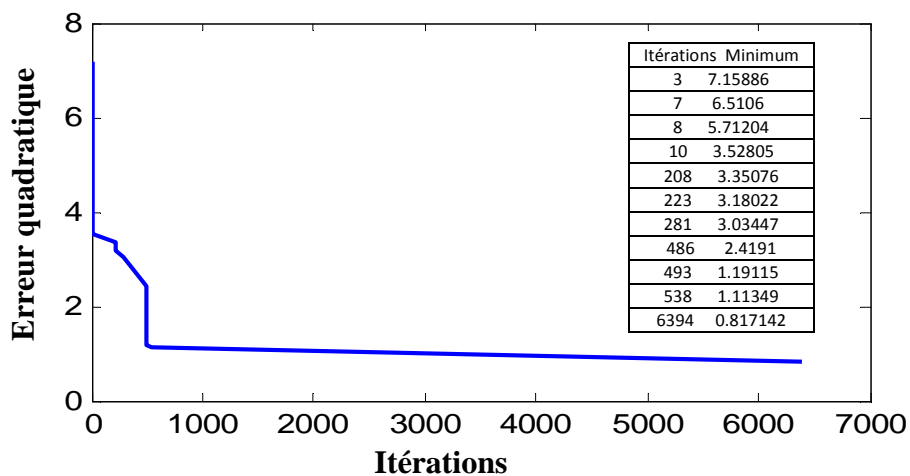


Figure III. 13 : Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.

La figure III.13 montre que l'erreur quadratique converge rapidement au bout de 493 itérations, en marquant un minimum qui est de l'ordre de 1.19115, et atteint un minimum optimal de 0.817142 à l'itération 6394.

Pour finir, nous poursuivons notre étude avec la dernière optimisation des filtres passe-bande en longueur d'onde, qui concernera à la même structure vue précédemment c'est à dire qui présente les mêmes paramètres de la fonction désirée.

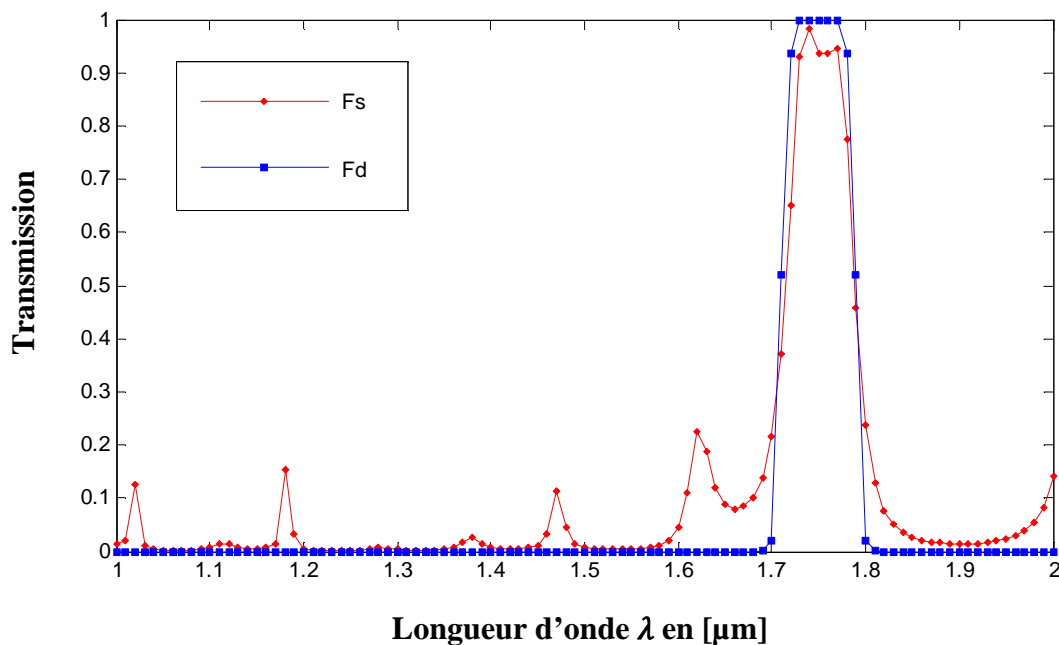


Figure III. 14 : Réponse de transmission désirée et synthétisée en fonction de la longueur d'onde.

D'après la figure III.14, nous remarquons que le recuit simulé nous offre en réponse une solution améliorée par rapport au cas précédent dans la gamme de longueur d'onde [1.7-1.8] μm . Nous pouvons persuader notre étude que ce filtre s'est caractérisé par un excellent résultat avec une transmission maximale qui touche le plafond.

Evidemment, l'étape suivante est nécessaire pour mieux comprendre l'efficacité de notre filtre, qui présente l'évolution de l'erreur quadratique en fonction des différentes itérations (figure III.15).

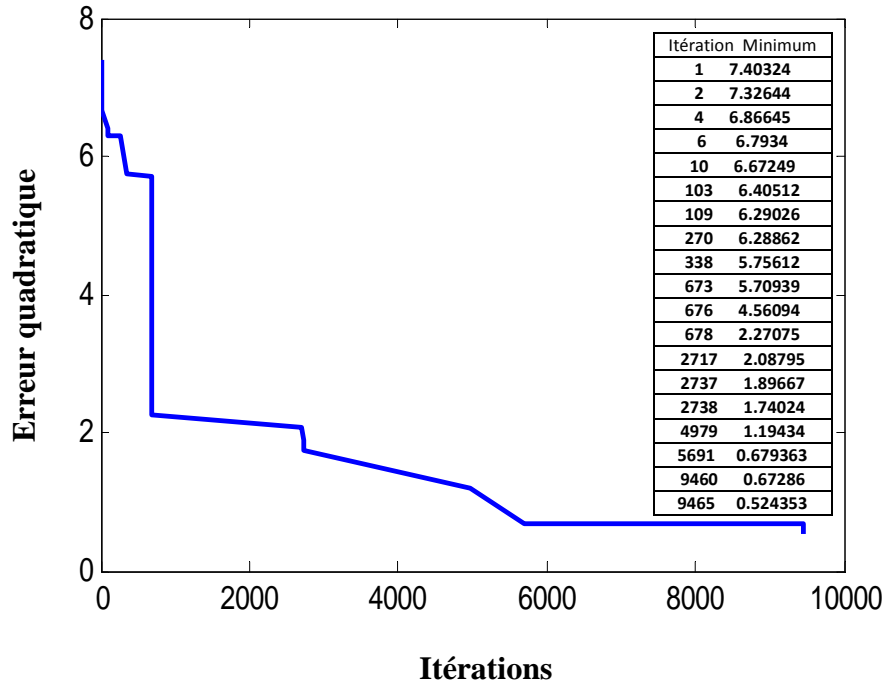


Figure III. 15 : Evolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations.

La figure III.15 montre que l'erreur quadratique tend rapidement vers 9465 itérations en enregistrant un minimum optimal de 0.524353 meilleur par rapport au filtre précédent.

Les épaisseurs des couches qui forment notre filtre de type passe-bande sont présentées dans le tableau suivant :

Largeur [µm]	0.9592	0.7915	0.0392	0.8460	0.8497	0.3324	0.2700	0.3621	0.3097
Indice de réfraction	3,5	1	3,5	1	3,5	1	3,5	1	3,5

Tableau.III.6 : Solution optimale des épaisseurs de la structure étudiée.

III. 4. Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons étudiés l'optimisation des filtres passe- bande à base des cristaux photoniques unidimensionnels, déduits par l'introduction des défauts de périodicité causés par la rupture des épaisseurs optiques de chaque couche constituant notre filtre en question. En particulier, ceci engendre l'ouverture des bandes autorisées dans laquelle on veut transmettre une ou plusieurs longueurs d'onde.

Donc, grâce à la technique du recuit simulé, nous avons pu synthétiser notre filtre selon nos besoins. Les résultats des simulations ont été présentés et discutés.

Conclusion Générale

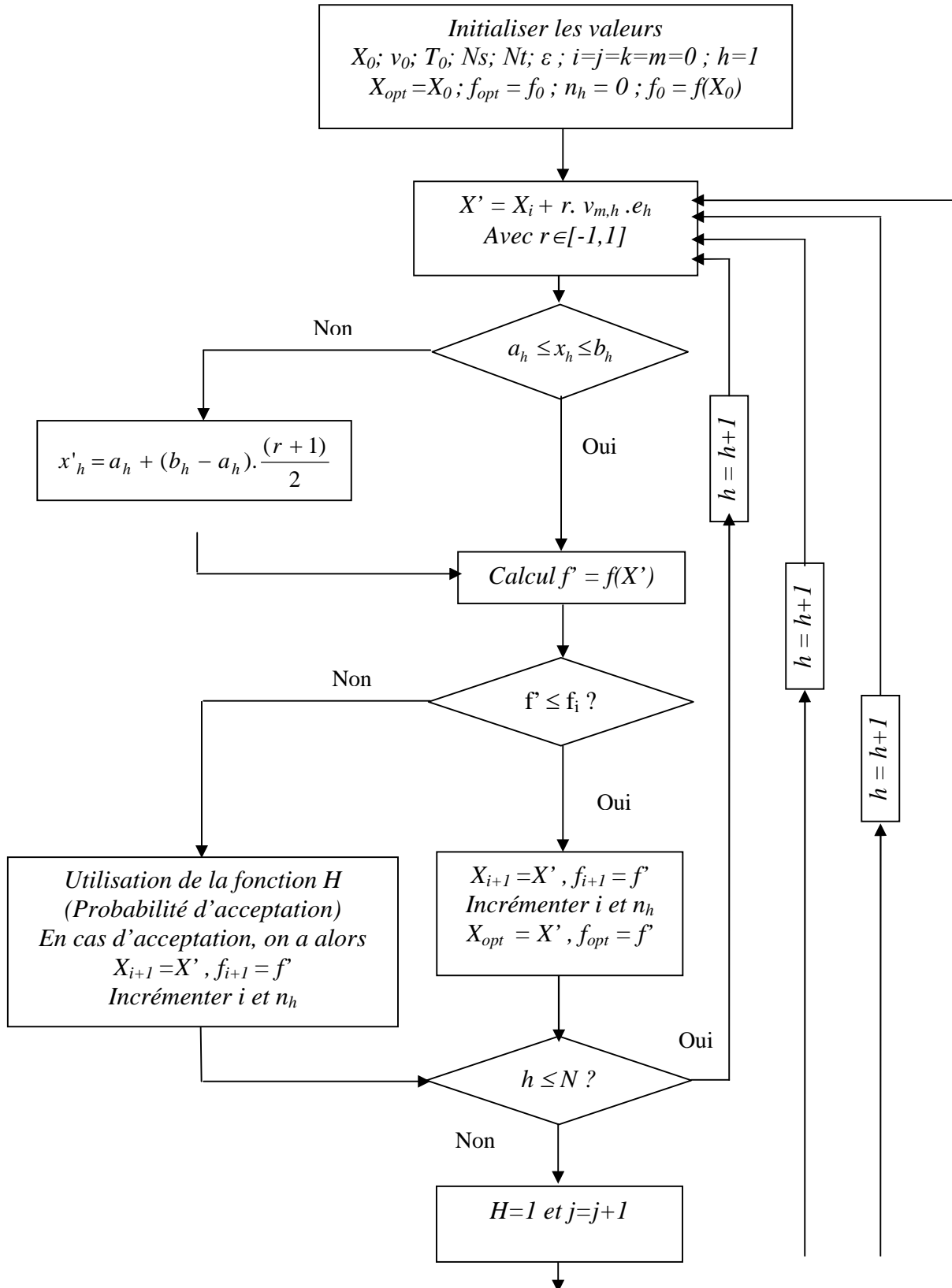
Conclusion générale

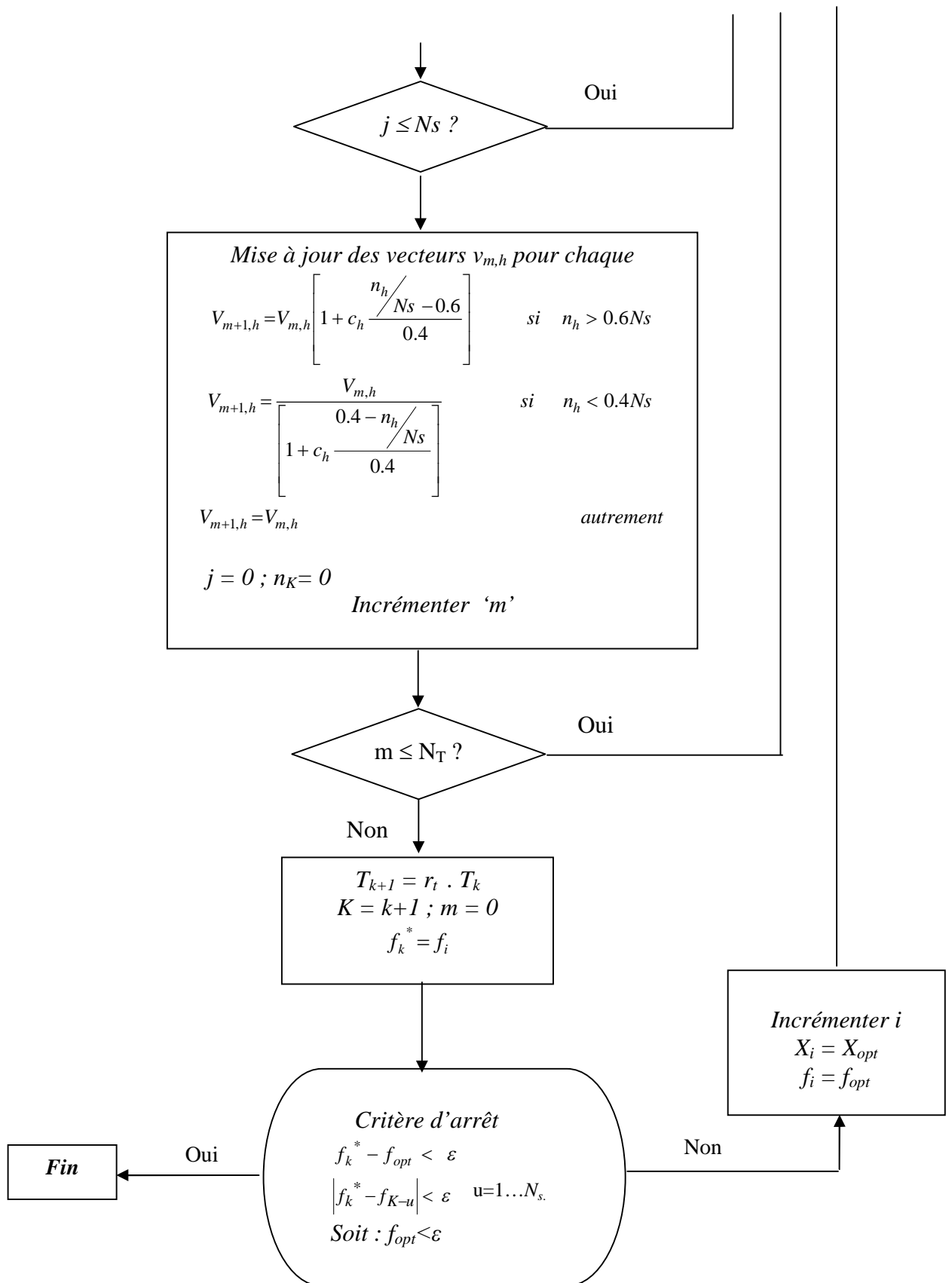
Ce travail de mémoire a pour objectif l'étude des paramètres géométriques à savoir la largeur de chaque couche du cristal photonique unidimensionnel sur le filtrage considérée comme étant une des fonctions clé qui a reçu une grande importance pour la conception des dispositifs pour l'optique intégrée. Le filtre étudié est un empilement successif de deux couches de permittivité différentes, simulé sous le logiciel de calcul MATLAB. L'étape cruciale concernera à l'optimisation de ce filtre et donc ces réponses spectrales en termes de transmission tout en utilisant un algorithme très employé dans plusieurs domaines tel que les antennes. Son principe de fonctionnement est décrit dans le second chapitre. Cette méthode nous a montré que pour une fréquence centrale f_a bien déterminée à l'avance dans une largeur de gabarit différent (fonction désirée), nous avons des solutions optimales différentes. De même, l'épaisseur de chaque couche qui forme notre filtre en longueur d'onde diffère pour une autre fréquence f_b . Les résultats obtenus en termes de transmission se rapprochent à la fonction désirée avec une erreur quadratique minimale. Nous avons aussi présenté l'évolution de l'erreur quadratique en fonction des itérations entre la fonction désirée et celle obtenue par la technique du recuit simulé. Nous avons également montré les épaisseurs optiques des couches constituant notre cristal photonique après optimisation. Bref, ce travail nous a permis d'observer le comportement des photons dans le but de contrôler la propagation de la lumière et donc d'offrir la possibilité d'empêcher ou de permettre cette propagation dans certaine plage de fréquences.

Annexe

Annexe

-Organigramme de l'Algorithme de Corona-





Références Bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] E. YABLONOVITCH., Physical Review Letters, 58(20), 20592062 (1987).
- [2] S. JOHN., Physical Review Letters 58, 2059 (1987).
- [3] L. BOUKERZAZA « Influence des paramètres physiques sur la bande interdite Photonique d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau hexagonal », Thèse Magister, Constantine, 2008
- [4] F. ROBERT « Etude d'une structure à cristal photonique « LOM » gravée dans un guide Ti: LiNbO3 dopé erbium pour l'émission de la lumière à 1,55 μm », Thèse Doctorat Université Pierre et Marie Curie paris, 2010
- [5] K. BOULELLI, «Simulation des effets géométriques des cristaux photoniques bidimensionnels », Thèse Magister université Constantine, 2007.
- [6] F.BENAISSA, « Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques dans les guides à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques »,Thèse Magister, Université Tlemcen, 2012 - 2013.
- [7] F.BOUGRIOU, « Etude des guides d'ondes a cristaux photoniques bidimensionnels »Thèse Magister, *Constantine*, 2008.
- [8] S.MASSAOUDI , « Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels (BIP 2D) en Micro-ondes: Application à l'ultra réfraction» Thèse Doctorat, n7844, Université paris ,2005 .
- [9] M. BENDI ABDELLAH, « Optimisation des filtres sélectifs en longueur d'onde à base des cristaux photoniques unidimensionnels », Mémoire Master, Université Tlemcen, 2013.
- [10] Y.BENACHOUR, « Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire», Thèse Doctorat, Université de Paris Sud 11, n 8997,2008.
- [11] Wikipidea
- [12] H.ABRI BADAOUUI « Etude Et Conception Des Micro Composants A Base Des Cristaux Photoniques Bidimensionnels », Thèse doctorat, Université de Tlemcen, 2012.
- [13] DANIELE FACCIO, «Introduction to Photonic Crystals», Chania, July 2006.
- [14] OMESSAD HAJJI, « Contribution au développement de méthodes d'optimisation stochastique » Thèse Doctorat, n 3369, Ecole nationale Tunisie, 2003.

[15] SARA BOUALLAGUI, « Techniques d'optimisation déterministe et stochastique pour la résolution de problèmes difficiles en cryptologie », 2010.

Résumé : ce travail de mémoire engendre une contribution sur les cristaux photoniques planaires unidimensionnels CP 1.5D dans le domaine de l'optique intégrée. En premier lieu, nous avons commencé par des généralités sur les Cristaux Photoniques. On peut noter, qu'il existe des CP naturel à l'état minéral et biologique. Par comparaison avec la nature, nous sommes orientés vers une notion très importante, c'est la ressemblance entre un e- et un photon et qui va nous faire comprendre l'origine de la bande interdite photonique. Par suite, nous avons essayé de définir les cristaux photoniques, et plus précisément les cristaux unidimensionnels. Ces nouveaux matériaux peuvent interdire la propagation de la lumière dans certaines directions et pour des énergies comprises dans ce qu'on appelle la bande interdite ou bien un gap photonique. Nous avons également étudié les caractéristiques géométriques des cristaux photoniques afin de pouvoir les intégrer dans des systèmes optoélectroniques en tant que composants de filtrage. Par conséquent, notre travail a présenté un intérêt très spécifique sur la capacité de filtrage des cristaux photoniques unidimensionnels planaires d'une longueur finie en adhérant sur la géométrie des couches des semi-conducteurs qui les composent afin que le filtre passe-bande à base de CP-1.5D puisse résonner à une gamme de fréquences exigée par l'utilisateur. Pour se faire, nous avons utilisées une des méthodes stochastiques, il s'agit du *recuit simulé*. Cette dernière est implémentée sous le logiciel de calcul *MATLAB* pour pouvoir intervenir sur les dimensions des différentes couches qui forment notre filtre en question. Grâce à cette méthode, nous avons appris que changer l'intervalle de fonctionnement du filtre déduisait un changement sur l'épaisseur optique de notre filtre.

Mots clés: Cristaux photoniques unidimensionnels, recuit simulé, filtres passe-bande en longueur d'ondes, optimisation.

Abstract: this work of memory generates a contribution to the one dimensional planar photonic crystals CP 1.5D in the integrated optics field. First, we started with generalities on Photonic Crystals. It may be noted that there are natural CP with mineral and biological state. Compared with nature, we are facing a very important concept, it is the similarity between e- and a photon and that will make us understand the origin of the photonic band gap. As a result, we tried to define photonic crystals, and more specifically one dimensional photonic crystal. These new materials may prohibit the propagation of light in certain directions and energies included in the so-called a photonic band gap. We also studied the geometric characteristics of photonic crystals in order to integrate them in optoelectronic systems as filtering components. Therefore, our work has presented a very specific interest in the filtering capacity of the planar one-dimensional photonic crystals of finite geometry by adhering layers of semiconductors that compose. So that the band pass filter based on length CP- 1.5D can resonate at a required frequency range by the user. To do this, we used a stochastic methods, it is simulated annealing. The latter is implemented in the calculation software *MATLAB* to be able to intervene on the dimensions of the different layers that make up our filter in question. With this method, we have learned that change the interval of the filter deduced a change on the optical thickness of our filter.

Keywords: One dimensional photonic crystal, simulated annealing, wavelength band-pass filters, optimization.

ملخص: هذا العمل يولد مساهمة في مستو البلورات الضوئية احادي الأبعاد CP1.5 في مجال البصريات المتكاملة. أولا، بدأنا مع العموميات على البلورات الضوئية. تجدر الإشارة إلى أن هناك البلورات الضوئية الطبيعية المعدنية و البيولوجية. مقارنة مع الطبيعة، فإننا نواجه مفهوم مهم جدا هو التشابه بين الالكترتون و الفوتون و التي من شأنها أن تجعلنا نفهم أصل فجوة الحزمة الضوئية ونتيجة لذلك، نحاول تعريف البلورات الضوئية، وبشكل أكثر تحديدا بلورات احادي الأبعاد. هذه المواد الجديدة قد حظرت انتشار الضوء في بعض الاتجاهات والطاقات المدرجة في ما يسمى المحرمة أو فجوة الفرقة الضوئية. درسنا أيضا خصائص هندسية من البلورات الضوئية من أجل دمجها في النظم البصرية الالكترونية بوصفها عناصر التصفية. لذلك قدمت عملنا مصلحة محددة للغاية في القدرة تصفية من البلورات الضوئية ذات بعد واحد مستو للهندسة المحدودة من خلال الالتزام طبقات من أشباه الموصلات التي تُولف بحيث يمر الموجة مرشح يعتمد على طول CP- 1.5D يمكن أن يتردد صداها في نطاق الترددات المطلوبة من قبل المستخدم للقيام بذلك، استخدمنا الأساليب العشوائية، فمن محاكاة الصلب يتم تطبيق هذا الأخير في *MATLAB* البرمجيات الحساب لتكون قادرة على التدخل لأبعاد الطبقات المختلفة التي تشكل لدينا مرشح في السؤال مع هذا الأسلوب، تعلمنا أن تغيير الفاصل الزمني للمرشح استنتاجها تغيير على سمك البصرية من مرشح لدينا.

الكلمات المفتاحية: البلورات الضوئية احادي الأبعاد, محاكاة الحمية, تصفية على طول الموجة ذا مستو المحدودة, توسع.