

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABDELHAMID IBN
BADIS-MOSTAGANEM

Faculté des Sciences Exactes et Informatique

Département de Physique

Filière : Physique

THÈSE

En vue de l'obtention du diplôme de Doctorat

En Physique

Option :

Physique des Matériaux

THÈME

Étude des effets de la non-linéarité et des défauts
sur la transmission
de la lumière dans les cristaux photoniques
unidimensionnels

Présenté par :

M^r DAOUD MANSOUR

Soutenu le : 30/11/2020

Devant le jury composé de :

Président : *Mohammed BEGHADAD Prof, Université Mostaganem*

Examineur : *Anis DIB Prof, Université des Sciences et de technologie d'Oran*

Examineur : *Nadir SEKKAL Prof, École Nationale Polytechnique d'Oran*

Rapporteur : *Khaled SENOUCI Prof, Université Mostaganem*

Année Universitaire 2019/2020

Remerciements

Je remercie Allah de m'avoir donné le courage, la volonté, et la patience de pouvoir terminer ce manuscrit.

*Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur **Khaled SENOUCI** de m'avoir accueilli dans son équipe de recherche "Physique des Matériaux Innovants (PMI)" du laboratoire de Structures, Élaboration et Application des Matériaux Moléculaire (SEA2M) de l'université de Mostaganem".*

*Je remercie chaleureusement le Professeur **Khaled SENOUCI** d'avoir encadré ce travail de thèse, avec beaucoup de compétence, d'enthousiasme et de disponibilité. Je le remercie pour ses conseils, son optimisme et la confiance qu'il m'a accordée au cours de ces années.*

*Je tiens à remercier avec plus grande gratitude Monsieur le professeur **Mohammed BEGHADAD** de l'honneur qu'il me fait d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.*

*Je souhaite exprimer toute ma gratitude envers les membres du jury : Le professeur **Nadir SEKKAKL** de l'École Nationale Polytechnique-Oran et le professeur **Anis DIB** de Université des Sciences et de Technologie d'Oran Mohamed Boudhiaf, qui ont bien voulu consacrer à ma thèse une partie de leur temps extrêmement précieux et en acceptant d'examiner mon travail et de l'enrichir par leurs propositions.*

Ces remerciements sont incomplets sans citer toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin pour me permettre d'achever ce travail.

Daoud MANSOUR

Dédicace

Je dédie cette thèse à mon père (Rahimaho Allah), ma mère, ma femme, mes petites filles Malek et Ines, mes frères et mes sœurs, et mes amis.

Résumé

Résumé

Il est bien connu qu'il est possible d'avoir un mode de défaut localisé ou un état de photons à une fréquence particulière à l'intérieur de la bande interdite photonique en introduisant une couche de défaut appropriée dans le cristal photonique ou en retirant une seule couche de la structure. Nous avons étudié dans cette thèse l'effet de la non-linéarité de Kerr sur les propriétés de transmission de cristaux photoniques unidimensionnels (1D) sans défaut. Un phénomène très important et intéressant est observé lorsqu'une non-linéarité de défocalisation très faible est appliquée à un cristal photonique 1D parfait (sans défaut). Nous avons trouvé la présence d'un mode de type défaut (un seul pic de transmission de résonance) dans la bande interdite photonique avec une transmission totale. Cela signifie qu'une faible interaction non linéaire négative agit comme un défaut introduit dans un cristal photonique parfait 1D. C'est un résultat très intéressant. On peut choisir un matériau non linéaire approprié pour avoir un mode de type défaut sans introduire de défaut dans un cristal photonique. Avec la présence de ce pic résonant en transmission, la structure peut être utilisée comme filtre de transmission à bande étroite. Nous avons démontré numériquement que l'intensité de ce pic résonant dépend de la force de non-linéarité, de l'indice de réfraction (nature du matériau) et du nombre de couches alors que sa position ne dépend que de l'angle d'incidence et de l'indice de réfraction. Une transmission totale du mode de type défaut est observée pour une force critique de non-linéarité qui dépend elle-même de l'indice de réfraction n . En augmentant l'intensité de la non-linéarité, le nombre de périodes N du cristal photonique ou l'indice de réfraction n , on obtient un double mode de type défaut conduisant à une conception possible d'un filtre ajustable multicanal à transmission en bande étroite.

Mots clés : cristaux photoniques, bande interdite photonique (BIP), localisation de la lumière, effet Kerr non linéaire, spectre de transmission, mode de défaut.

Abstract

It is known that it is possible to have a localized defect mode or state of photons (light) at a particular frequency inside the photonic band gap by introducing an appropriate defect layer into the photonic crystal or by removing a single layer from the structure. We have studied in this thesis the effect of Kerr nonlinearity on the transmission properties of one-dimensional (1D) photonic crystals with no defect. A very important and interesting phenomenon is observed when a very weak defocusing nonlinearity is applied to a 1D zero-defect photonic crystal. We found the presence of a defect mode-like (a single resonance transmission peak) within the photonic band gap with a total transmission. That means that a weak negative nonlinear interaction acts as a defect introduced in a 1D perfect photonic crystal. This is a very interesting result. We can choose an appropriate nonlinear material to have a defect mode-like without introducing a defect in a photonic crystal. With the presence of this resonant peak in transmission, the structure can be used as a narrowband transmission filter. We demonstrated numerically that the intensity of this resonant peak depends on the nonlinearity strength, the refractive index (nature of the material) and number of layers whereas its position depends only on the incidence angle and the refractive index. A total transmission of the defect mode-like is observed for a critical nonlinearity strength which itself depends on the refractive index n . By increasing nonlinearity strength, the period number N of the PC or the refractive index n , a dual defect mode-like is obtained leading to a possible design of narrow band transmission multichannel tunable filter.

Keywords : photonic crystals, photonic bandgap (PBG), light localization, nonlinear Kerr effect, transmission spectrum, defect mode

ملخص: دراسة تأثيرات اللاخطية والعيوب (الشوائب) في انتقال الضوء في بلورات فوتون (ضوئية) أحادية البعد

من المعروف أنه من الممكن أن يكون هناك وضع عيب موضعي أو حالة من الفوتونات (الضوء) بتعدد معين داخل النطاق المحظور الضوئي عن طريق إدخال طبقة عيب مناسبة في البلورة الفوتونية أو عن طريق إزالة طبقة واحدة من الهيكل. لقد درسنا في هذه الأطروحة تأثير اللاخطية لكبير على خصائص انتقال البلورات الفوتونية أحادية البعد مع عدم وجود عيب. لاحظنا ظاهرة مهمة ومثيرة للاهتمام وهذا عندما يتم تطبيق لاخطية ضعيفة للغاية لكبير على البلورة الفوتونية غير مركزة بعيب صفري. هذه العملية تؤدي إلى وجود خلل (ذروة إرسال رنين واحد) داخل فجوة النطاق الضوئي في منحنى الإرسال أو الانتقال هذا يعني أن التفاعل السلبي الضعيف يعمل كخلل تم إدخاله في البلورة الفوتونية المثالية ID. هذه نتيجة مثيرة جدا للاهتمام. يمكننا اختيار مادة غير خطية مناسبة للحصول على نمط يشبه العيب بدون إدخال عيب في البلورة الفوتونية. مع وجود هذه الذروة الرنانة في منحنى الإرسال، يمكن استخدام الهيكل كمرشح إرسال ضيق النطاق. لقد بينا عددياً أن شدة ذروة الرنين هذه تعتمد على قوة اللاخطية لكبير، مؤشر الانكسار (طبيعة المادة) وعدد الطبقات، بينما يعتمد موقعها فقط على زاوية سقوط الموجة الكهرومغناطيسية ومؤشر الانكسار. لاحظنا أيضاً انتقال كامل لشبه العيب بسبب قوة اللاخطية الحرجة التي تعتمد في حد ذاتها على مؤشر الانكسار n . من خلال زيادة قوة اللاخطية، عدد الطبقات N أو مؤشر الانكسار n ، فيتم الحصول على شبه عيب مزدوج مما يؤدي إلى تصميم محتمل لمرشح قابل للضبط متعدد القنوات للإرسال ذي النطاق الضيق.

الكلمات المفتاحية: البلورات الفوتونية، فجوة النطاق الضوئية (PBG)، توطين الضوء، تأثير كبير غير خطي، طيف الإرسال، عيوب

Table des figures

1.1	Images au microscope électronique à balayage (MEB) de différents types de cristaux photoniques : a) Réseau de Bragg 1D, b) cristal photonique planaire 2D et c) cristal photonique à 3D [13].	15
1.2	Réseau de Bragg linéaire a 1D. (a) démontre un schéma du réseau de Bragg avec une onde d'entrée, une onde transmise et réfléchi (en jaune) (b) et le graphique du spectre où λ_B est la longueur d'onde de Bragg [14].	16
1.3	Miroir de Bragg constitué de deux types de couches d'indice n_A et n_B et de période $d = d_A + d_B$ réflexions successives pour $\lambda = \lambda_B$ où λ_B est la longueur d'onde de Bragg [1].	16
1.4	Influence de la différence d'indice de réfraction sur la largeur de la BIP $\Delta n_1 < \Delta n_2 < \Delta n_3$ [60]	17
1.5	Représentation des polarisations TE et TM pour les cristaux photoniques à 2D.	19
1.6	Structure périodique d'un cristal photonique à 1D.	23
1.7	Relation de dispersion pour un cristal photonique unidimensionnel. Les limites de la première zone de Brillouin sont indiquées par les deux traits verticaux, et les droites de dispersion d'un matériau uniforme sont en pointillés [21]	24
1.8	(a) Relation de dispersion d'un miroir de Bragg ($d_A = d_B, n_A = 1, n_B = 3.3$). (b) Allure du champ électrique $ E ^2$ pour $k_x = \frac{\pi}{d}$ à l'intérieur des couches. Le champ est confiné majoritairement dans la couche de haut indice (bleu foncé) à basse fréquence, et dans la couche de bas indice à haute fréquence [1]	24
1.9	Coefficient de Transmission et de Réflexion d'une structure périodique.	25
1.10	Effet du contraste d'indice de réfraction Δn sur la largeur du Gap photonique [7]	26
1.11	Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice : (a) Membrane de $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ suspendue dans l'air (b) cristal photonique gravé dans une couche de $GaAs$. La couche $GaAs$ repose sur une couche de Al_xO_y . [26, 27]	27
1.12	(a) Représentation schématique de la Yablonovite, structure 3D de périodicité cfc[9]. (b) Image MEB d'un tas de bois fabriqué par lithographie UV dans du silicium par Lin et al [65].	27
1.13	Transmission coefficient vs fréquence défaut 1D [61].	29

1.14	Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut [7].	29
1.15	Division de l'espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescents. Dans ce schéma, la densité d'états (nombre de modes permis par unité de fréquence) est nulle dans les bandes interdites du cristal (zone jaune). Les modes ne peuvent exister dans ces régions que s'ils sont évanescents, et si la périodicité est rompue par un défaut (trait rouge) [7].	30
1.16	Transmission d'un cristal photonique triangulaire 2D avec un motif manquant [60].	30
1.17	Cavité 3D [63].	31
1.18	Défaut localisé dans la Yablonovite [12].	31
1.19	Transmission des défauts localisés [12].	32
1.20	Propagation d'une onde dans un cristal photonique de défaut linéaire [14].	33
1.21	Schéma d'un guide défaut dans un réseau 2D :(a) de colonnes d'un diélectrique;(b) de trous d'air [48].	33
1.22	Exemple des possibles applications des cristaux photoniques à deux dimensions : (a) guide d'onde à virage, (b) filtre basé sur les modes de cavité à fréquence de résonance, (c) diffraction d'un cristal photonique à différentes longueurs d'ondes, (d) Filtre add/drop (guides d'ondes couplés avec une ou deux structures résonantes)[59]	34
2.1	Coefficient de réflexion et de transmission d'un cristal photonique à 1D.	41
2.2	cellule unitaire d'un cristal photonique à 1D constituée de deux matériaux de constantes diélectriques $n_A^2 = \epsilon_H$ et $n_B^2 = \epsilon_L$ respectivement. . .	43
2.3	schéma de Yee.	48
3.1	Première observation du phénomène de doublage de fréquence [5]. . . .	53
3.2	Polarisation induite dans un matériau [9].	54
3.3	Un dipôle dans un champ électrique appliqué.Le dipôle est défini par une charge $+q$ en position $(rcos\theta + rsin\theta)$ et une charge $-q$ en position $(-rcos\theta - rsin\theta)$ [9].	54
3.4	Représentation schématique du déplacement des particules chargées dans un milieu diélectrique soumis à un champ électrique de fréquence ω [11].	55
3.5	Polarisation linéaire[9].	55
3.6	Polarisation non linéaire [9].	56
3.7	Variation de la partie réelle et imaginaire de la susceptibilité linéaire en fonction de la fréquence de l'onde électromagnétisme autour de la fréquence de résonance [36].	57
3.8	Polarisation induite $P(t)$ par un champ électromagnétique $E(t)$, (b) milieu linéaire, (c) non linéaire centro-symétrique, (d) non linéaire non centro-symétrique.	61
3.9	Diagramme de l'effet Kerr optique [37].	62
3.10	Effet Kerr.	63
3.11	Spectre de réflectivité d'une cavité Fabry-Perot calculée pour quatre intensités de signal incident différentes. (a) Réflectivité linéaire. (b) $I = I_0$. (c) $I = 1.7I_0$. (d) $I = 3I_0$ [36].	64

4.1	Structure photonique défectueuse (un seul défaut), a) asymétrique, b) symétrique.	70
4.2	Spectres de transmission en polarisation TE d'un filtre asymétrique $Air/(AB)^3 /D/(AB)^3/S$ en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'incidence $\theta = 0^\circ, 20^\circ, \text{ et } 30^\circ$	71
4.3	Spectres de transmission en polarisation TM d'un filtre asymétrique $Air/(AB)^3 /D/(AB)^3/S$ en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'incidence $\theta = 0^\circ, 20^\circ, \text{ et } 30^\circ$	72
4.4	Dépendance de la longueur d'onde du mode de défaut en fonction de l'angle d'incidence pour une structure asymétrique $Air/(AB)^3 /D/(AB)^3/S$ pour les deux polarisations <i>TE</i> et <i>TM</i>	73
4.5	Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique $Air/(AB)^3 /D/(AB)^3/S$ en polarisation <i>TE</i> , en fonction de la longueur d'onde pour différents indices de réfractons du défaut $n_d = 1.2, 1.4 \text{ et } 1.6$	74
4.6	Dépendance de la longueur d'onde du mode de défaut en fonction de l'indice de réfraction de défaut n_d	74
4.7	Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique $Air/(AB)^3 /D/(AB)^3/S$ en polarisation <i>TE</i> , en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs du défauts $d_D = 40 \times d_2, 70 \times d_2 \text{ et } 100 \times d_2$	75
4.8	Dépendance de la longueur d'onde du mode de défaut en fonction de l'épaisseur de défaut d_D	75
4.9	Structure d'un cristal photonique unidimensionnel à double défauts	77
4.10	Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique $Air/(AB)^N /D_1/(AB)^M /D_2/(AB)^N/S$ en polarisation <i>TE</i> , en fonction de la longueur d'onde à différentes épaisseurs du défaut d_2 , avec $N = M = 2$	78
4.11	Dépendance de la position de la longueur d'onde des défauts D_1 et D_2 en fonction de l'épaisseur de défaut d_2	79
4.12	Dépendance du maximum de la transmission des défauts D_1 et D_2 en fonction de l'épaisseur de défaut d_2	80
4.13	Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique $Air/(AB)^N /D_1/(AB)^M /D_2/(AB)^N/S$ en polarisation <i>TE</i> , en fonction de la longueur d'onde pour différents indices de réfraction de défauts n_{d2} avec $N=M=2$	81
4.14	Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique $Air/(AB)^N /D_1/(AB)^M /D_2/(AB)^N/S$ en polarisation <i>TE</i> , en fonction de la longueur d'onde avec $N = 2$ pour différentes valeurs de périodes M	82
5.1	Modèle de Kronig-Penney unidimensionnel avec N couches de type fonction δ distribuées périodiquement à $x = n \times a, n = 0, 1, \dots, N - 1$. Ici, a est la constante du réseau.	88
5.2	Spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une structure de 44 couches et un indice de réfraction $n = 3.5$ pour (a) $\alpha = 0$ (cas linéaire). (b) $\alpha = -10^{-6}$ (montrant le pic de type mode de défaut dans la BIP).	92
5.3	Spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une structure de 44 couches et un indice de réfraction $n = 3.5$ et différentes intensités de non-linéarité $ \alpha = m \times 10^{-7}$ avec $m = 1 \text{ à } 12$	93
5.4	Maximum de transmission en fonction de la force de la non-linéarité $ \alpha $	94

5.5	Spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour $ \alpha > \alpha_c $ avec $m = 14, 60$ et 500	94
5.6	Dépendance spatiale de l'intensité de champ normalisée $ E ^2/10^7$ à la longueur d'onde correspondant au pic DML : $\lambda_0 = 0.3728\mu m$ correspond au pic de transmission unique pour $ \alpha = 1.2 \times 10^{-7}$ (indiqué par une flèche sur la Figure.5.2(b)), $\lambda_L = 0.3581\mu m$ et $\lambda_R = 0.3874\mu m$ (où λ_L et λ_R correspondent respectivement au pic droit et au pic gauche) pour $ \alpha = 500 \times 10^{-7}$ (indiqué par des flèches sur la Figure 5.5). Les courbes continues correspondent à l'ajustement de la fonction Sinus-Gordon : $f(x) = A \cosh^{-2}[\gamma(x - x_0)]$. A représente l'amplitude du champ, γ est un paramètre convenable et $x_0 = 22.5$. Les valeurs de A et γ pour chaque longueur d'onde sont représentées sur la figure.	95
5.7	Spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une structure de 44 couches, un indice de réfraction $n = 3.5$ et différentes intensités non-linéaires $ \alpha = m \times 10^{-7}$ avec $m = 200$ à 700	96
5.8	Différence de la longueur d'onde calculée $\Delta\lambda = \lambda_R - \lambda_L$ entre deux pics en fonction de l'intensité de la non-linéarité $\ln(\alpha)$	97
5.9	Effet de l'indice de réfraction n sur le pic DML. Spectre de transmission pour une structure de 44 couches et $ \alpha = 1.2 \times 10^{-6}$ pour différents indices de réfraction (a) $n = 3.2$ et $n = 3.3$, (b) $n = 3.4$ et $n = 3.5$	98
5.10	Spectre de transmission pour une structure de 44 couches et $ \alpha = 1.2 \times 10^{-6}$ pour un indice de réfraction $n = 3.80$. Un double pic de type défaut avec une hauteur de pic inégale clairement observée à l'intérieur de la BIP est obtenu.	99
5.11	Maximum de la transmission en fonction de l'indice de réfraction n . L'encart montre la longueur d'onde du pic calculée λ_0 en fonction de l'indice de réfraction n pour une structure de 44 couches pour une non-linéarité négative, $\alpha = -10^{-6}$. La ligne continue correspond à un ajustement linéaire.	99
5.12	Force de la non-linéarité critique $ \alpha_c $ pour une transmission totale en fonction de l'indice de réfraction n pour une structure de 44 couches à incidence normale. La courbe continue correspond à un ajustement de décroissance exponentielle : $ \alpha_c = A \exp(-n/B)$, avec $A = 15.2353 \times 10^4$ et $B = 0.1379$	100
5.13	Spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une structure de 44 couches et différents indices de réfraction $n = 3.80$, $n = 3.82$ et $n = 3.84$ pour $ \alpha = 10^{-6}$	101
5.14	Différence de longueur d'onde calculée $\Delta\lambda = \lambda_R - \lambda_L$ en fonction de l'indice de réfraction n	101
5.15	Effet de l'angle d'incidence sur le pic de type mode de défaut. Spectre de transmission pour une structure de 44 couches, $ \alpha = 1.2 \times 10^{-6}$ et $n = 3.5$ à des angles d'incidence distincts, $\theta = 0^\circ$, $\theta = 5^\circ$ et $\theta = 10^\circ$ pour le mode (a) TE et (b) Mode TM.	103
5.16	Dépendance de la longueur d'onde du pic du type mode de défaut λ_0 en fonction de l'angle d'incidence θ	104
5.17	Maximum de la transmission du pic du type mode de défaut en fonction de l'angle d'incidence pour une structure de 44 couches d'indice de réfraction $n = 3.5$ et de force non-linéaire $ \alpha = 10^{-6}$	104

5.18	Spectres de transmission à une incidence normale pour $n = 3.4$, $ \alpha = 1.2 \times 10^{-6}$, et différents nombres de périodes $N = 36, 40, 44$ et 100	105
5.19	Variation de l'intensité du pic de type mode de défaut (échelle logarithmique) par rapport au nombre de périodes N	106
5.20	Spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une structure de 6 couches et un indice de réfraction $n = 3.5$. a) Effet de la non-linéarité d'auto-focalisante ($\alpha > 0$). b) Effet de la non-linéarité auto-défocalisante ($\alpha < 0$).	109
5.21	Spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une structure double couche ($N = 2$) pour l'onde TE à incidence normale pour $\alpha = 0, -0.1$ et $+0.1$	110
5.22	Minimum de la transmission en fonction de la force de la non-linéarité pour une structure double pour $ \alpha < \alpha_c $ (régime de non-linéarité faible) pour l'onde TE à une incidence normale	111
5.23	Minimum de transmission en fonction de la force de non-linéarité pour une structure double, pour une non-linéarité auto-défocalisante $\alpha < 0$, régimes de non-linéarité faible et fort pour l'onde TE à incidence normale $\theta = 0^\circ$	112
5.24	Spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une structure double à différentes valeurs d'angle d'incidence ($\theta = 0^\circ, \theta = 10^\circ, \theta = 20^\circ$ et $\theta = 30^\circ$) pour l'onde TE pour une non-linéarité de défocalisation $\alpha = -0.1$	113
5.25	La longueur d'onde de transmission minimale λ_0 en fonction de l'angle d'incidence pour les modes TE et TM et pour $\alpha = 0, -0.1$ et 0.1	113
5.26	Minimum de la transmission en fonction de l'angle d'incidence pour $\alpha = -0.1$	114

Liste des tableaux

1.1	Récapitulatif Analogie électron-photon [17]	22
3.1	Indice optique non-linéaire pour différents matériaux [22].	63

Table des matières

Introduction Générale	10
1 Généralités sur les Cristaux Photoniques	14
1.1 Introduction	14
1.2 Propriétés des Cristaux Photoniques	15
1.2.1 Cristaux Photoniques	15
1.2.2 Les réseaux de Bragg linéaire à 1D	15
1.3 Mode TE et TM	19
1.4 Structure de Bande Photonique	20
1.4.1 Origine de la bande interdite	20
1.4.2 Bande interdite photonique 1D	23
1.4.3 Largeur de la bande interdite photonique 1D	25
1.5 Cristaux photoniques à 2D	26
1.6 Cristaux photoniques à 3D	27
1.7 Modes de Défauts dans les Cristaux Photoniques.	28
1.7.1 Défauts ponctuels à 1D	28
1.7.2 Défauts ponctuels à 2D	30
1.7.3 Défauts ponctuels à 3D	31
1.7.4 Défauts étendus à 1D, 2D ou 3D	31
1.7.5 Défaut linéique	32
1.7.6 Application de défauts (Guides d'ondes)	32
1.8 Fabrication de cristaux photoniques	34
1.9 Application des cristaux photoniques	34
1.10 Conclusion	35
2 Modélisation et Méthodes de Calcul pour les Cristaux Photoniques	40
2.1 Introduction	40
2.2 Méthode de la matrice de transfert (TMM)	41
2.3 Méthode des ondes planes	43
2.3.1 Techniques Analytiques	43
2.3.2 Mode TE	44
2.3.3 Mode TM	45
2.3.4 Solution matricielle	46
2.3.5 Avantages de PWM	46
2.3.6 Inconvénients de PWM	46
2.4 Méthode des différences finies temporelles	47
2.5 Équations de bases de FDTD	47

2.5.1	FDTD linéaire47
2.5.2	Conditions de stabilité48
2.6	Conclusion49
3	Optique Non linéaire et Cristaux Photoniques	52
3.1	Introduction52
3.2	Optiques non-linéaires52
3.2.1	Expérience de Franken52
3.3	Polarisation et susceptibilité de la matière :53
3.3.1	Définitions53
3.3.2	Polarisation linéaire56
3.3.3	Polarisation non linéaire57
3.3.4	Unités59
3.4	Effet de la localisation sur polarisation59
3.5	Susceptibilité non linéaire du troisième ordre60
3.6	Effet Kerr optique61
3.7	Cristaux photoniques non-linéaires64
3.7.1	Bistabilité optique64
3.7.2	Soliton Optique65
3.7.3	Soliton Spatial65
3.7.4	Solitons de Bragg(gap soliton)65
3.8	Conclusion66
4	Effet des Modes de Défauts dans une Structure Photonique Unidimensionnelle Parfaite	69
4.1	Introduction69
4.2	Mode de Défaut d'un CP asymétrique70
4.2.1	Effet de l'angle d'incidence et de la polarisation71
4.2.2	Effet de l'indice de réfraction sur un CP asymétrique73
4.2.3	Effet de l'épaisseur du défaut sur un CP asymétrique75
4.3	Double couche de défauts77
4.3.1	Effet de l'épaisseur du défaut D_278
4.3.2	Effet des indices de réfraction sur le spectre de transmission d'un PC 1D avec deux défauts80
4.3.3	Effet de la période M81
4.4	Conclusion82
5	Effet de la Non-linéarité de Kerr sur les Propriétés de Transmission de la Lumière dans les Cristaux Photoniques Unidimensionnels	85
5.1	Introduction85
5.2	Description de modèle88
	Effet d'une faible non-linéarité	90
5.3	Transmission de type défaut induite par une faible non-linéarité dans cristaux photoniques parfaits unidimensionnels.91
5.3.1	Effet de la force de la non linéarité91
5.3.2	Effet de l'indice de réfraction97
5.3.3	Effet de l'angle d'incidence et de la polarisation102
5.3.4	Effet du nombre de périodes105

Effet d'une forte non-linéarité	107
5.4 Effet d'une forte non-linéarité de Kerr sur la transmission de la lumière dans un cristal photonique unidimensionnel108
5.5 Conclusion115
Conclusion Générale	120

Introduction Générale

Depuis les années quarante du siècle dernier, Il y avait un grand intérêt à étudier la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux stratifiés homogènes et isotropes limitée par des faces planes ou parallèles. Les ondes qui s’y propagent sont des ondes sinusoïdales planes d’orientation aléatoire dans l’espace [1, 2]. Plusieurs solutions ont été formulées au cours de cette période afin de répondre aux plusieurs questions exposées, pour les ondes de Bloch, la structure de bande interdite électromagnétique [3] et les relations de dispersion [4]. Dans le but de comprendre, de contrôler l’émission spontanée de la lumière dans les structures périodiques [5], son confinement et son guidage dans des systèmes artificiels à l’échelle microscopique.

Le vrai début effectif de contrôlé l’émission spontanée apparu quand E.Yablonovitch publia, en 1987 un article intitulé par “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics”. Il est reconnu que l’émission spontanée par les atomes n’est pas nécessairement une propriété fixe et immuable du couplage entre la matière et l’espace, mais qu’elle peut être contrôlée en modifiant les propriétés du champ de rayonnement. Cela est également vrai à l’état solide, où l’émission spontanée joue un rôle fondamental dans la limitation des performances des composants à base des matériaux semi-conducteurs (laser, Transistors et cellules solaires). Si une structure diélectrique périodique en trois dimensions avec une différence d’indice de réfraction suffisamment grande (Contraste d’indice minimum), un espace s’ouvrira dans la densité électromagnétique des états (bande interdite électromagnétique) qui chevauche avec le bord de la bande électronique, alors l’émission spontanée peut être rigoureusement interdite.

Les premières tentatives de calculs, fabrication et mesures expérimentales, permettent de constater que la plupart des structures diélectriques fcc (face-centered-cubic) ont une structure de bande «semi-métallique». Néanmoins, un cristal diélectrique particulier qui a une bande interdite dans laquelle les modes optiques, l’émission spontanée et les fluctuations sont nulles [9]. C’était la naissance vraie de la notion de bande interdite photonique.

Afin de satisfaire la demande considérable d’accès aux services d’information à l’échelle mondiale, la communauté scientifique a commencé à chercher une alternative aux circuits électroniques. Les progrès majeurs de l’optoélectronique ont rendu possible l’utilisation de la lumière comme support de l’information et de la transporter sur de très grandes distances. Le défi qui se présente, en revanche, est le traitement de cette information. Il ne se fait, que de manière électronique et impose donc une conversion

optique-électrique. Cette conversion a un coût en terme de bande passante, car les composants électroniques atteignent leurs limites, alors que les flux de données actuelles nécessitent d'atteindre des fréquences de commutation supérieures à 10 GHz, de plus, cette conversion introduit des pertes. L'idée qui vient à l'esprit après ce constat, consiste à trouver un moyen d'effectuer un traitement tout-optique de l'information, d'où l'avènement de l'optique non-linéaire ; par interaction lumière-matière, il sera possible de commander la lumière par la lumière elle-même. Cette voie exploitée abondamment dans les années 80, peut servir de brique de base pour les composants tout-optiques.

Un domaine de recherche qui s'est fortement développé ces derniers temps est celui de *l'optique non-linéaire*, en raison de ses nombreuses applications potentielles en optique intégrée, photonique et opto-électronique. En plus d'être le semi-conducteur le plus utilisé dans l'industrie de la micro-électronique et de pouvoir guider la lumière aux longueurs d'ondes utilisées dans les télécommunications, le silicium a en effet l'avantage de présenter de nombreux effets d'optique non linéaire qui pourraient être utilisés dans la conception de composants en optique intégrée et opto-électronique : l'absorption à deux photons, l'effet Kerr, l'absorption et la dispersion engendrées par les porteurs libres, la dispersion thermique et la diffusion Raman stimulée. L'importance de ces effets d'optique non linéaire étant habituellement très faible, surtout pour des composants de taille nano-métrique, le seul moyen de les observer et de les exploiter sans recourir à des puissances optiques très élevées est l'utilisation de résonateurs optiques tels que les micro-disques ou les cavités à cristaux photoniques afin de renforcer ces phénomènes non linéaires.

L'importance des effets non-linéaires dans ce type de résonateurs augmente typiquement avec le rapport entre le facteur de qualité du résonateur et son volume modal. Les nano-cavités à cristaux photoniques sont particulièrement intéressantes à ce sujet en raison de leurs facteurs de qualité extrêmement élevés, pouvant atteindre plusieurs millions, et de leurs très petits volumes modaux [21].

Ce manuscrit de thèse comprend cinq chapitres. Le premier chapitre est consacré à une présentation générale des cristaux photoniques, on présente aussi les modes de défauts représentant des modes localisés à l'intérieur de la bande interdite photonique en citant quelques applications. Le deuxième chapitre rapporte les différentes techniques et méthodes utilisées, telles que la technique de la matrice de transfert, et la méthode de différence finie temporelle, pour l'étude des propriétés de cristaux photoniques. Dans le troisième chapitre est consacré à l'optique non-linéaire et l'effet Kerr optique.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons les résultats sur l'effet des défauts dans une structure photonique unidimensionnelle et l'apparition de mode de défauts (mode localisé) à l'intérieur de la bande interdite photonique.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'étude de la non-linéarité sur la transmission de la lumière dans les cristaux photoniques unidimensionnel. Il est divisé en deux parties : partie A : concerne l'effet d'une faible non-linéarité de Kerr négative et partie B : concerne l'effet d'une forte non-linéarité de Kerr positive ou négative. Dans cette investigation numérique nous avons utilisé notre propre code de calcul. Ce manuscrit se termine par une conclusion générale et les perspectives.

Bibliographie

- [1] Florin Abeles. "*Sur la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux stratifiés*", Ann Phys, Vol.12, N 3, pp.504-520(1948).
- [2] L.Brillouin and M. Parodi. "*Wave Propagation in Periodic Structures*", Dover, New York,(1953).
- [3] V.P.Bykov. "*Spontaneous Emission in a Periodic Structure*", Soviet Physics JETP, vol. 35, pp. 269–273,(1972).
- [4] Pochi Yeh, Amnon Yariv, and Chi-Shain Hong. "*Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory*", J. Opt. Soc. Am., Vol. 67, No. 4 (1977).
- [5] P. St. J. Russell. "*interference of integrated Floquet-Bloch waves*", Phys. Rev. A 33, 3232 (1986).
- [6] Sychugov, Vladimir Aleksandrovich, Aleksandr Valentinovich Tishchenko, and A. A. Khakimov. "*Thin-film laser based on a Bragg waveguide*", Soviet Journal of Quantum Electronics Vol 10, N10, p1314 (1980).
- [7] R. Zengerle. "*Light Propagation in Singly and Doubly Periodic Planar Waveguides*", Journal of Modern Optics, Vol 34, N12, 1589-1617(1987).
- [8] Eli Yablonovitch. "*Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics*", Phys. Rev. Lett. 58, 2059 (1987).
- [9] E.Yablonovitch and T.J.Gmitter. "*Photonic band structure : The face-centered-cubic case*", Phys. Rev. Lett. 63, 1950 (1989), J. Opt. Soc. Am. A, vol. 7, 1792-1800, (1990).
- [10] K. M. Leung and Y. F. Liu "*Full vector wave calculation of photonic band structures in face-centered-cubic dielectric media*", Phys. Rev. Lett. 65, 2646 (1990).
- [11] Ze Zhang and Sashi Satpathy. "*Electromagnetic wave propagation in periodic structures : Bloch wave solution of Maxwell's equations*", Phys. Rev. Lett. 65, 2650 (1990).
- [12] John Maddox. Nature volume 348, page 481 (1990).
- [13] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis. "*Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures*", Phys. Rev. Lett. 65, 3152 (1990).
- [14] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung "*Photonic band structure : The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms*", Phys. Rev. Lett. 67, 2295 (1991).
- [15] E. Yablonovitch "*Hope for photonic band gap*", Nature, scientific vol 351 (1991).
- [16] G. Feiertag, W. Ehrfeld, H. Freimuth, H. Kolle, H. Lehr, and M. Schmidt "*Fabrication of photonic crystals by deep x-ray lithography*", Appl. Phys. Lett.71, 1441(1997).

- [17] C.C. Cheng, V. Arbet-Engels, A. Scherer and E. Yablonovitch. "*Nanofabricated three dimensional photonic crystals operating at optical wavelengths*", Physica Scripta, Vol T68 17-20 (1996).
- [18] M.PlihalA.ShambrookA.A.MaradudinPingSheng. "*Two-dimensional photonic band structures*", Optics Communications Volume 80, Issues 3-4, Pages 199-204 (1991).
- [19] S. L. McCall, P. M. Platzman, R. Dalichaouch, David Smith, and S. Schultz. "*Microwave propagation in two-dimensional dielectric lattices*", Phys. Rev. Lett. 67, 2017(1991).
- [20] W. M. Robertson, G. Arjavalingam, R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos. "*Measurement of photonic band structure in a two-dimensional periodic dielectric array*", Phys. Rev. Lett. 68, 2023 (1992).
- [21] Nicolas CAZIER. "*Effets d'optique non-linéaire d'ordre trois dans les cavités à cristaux photoniques en silicium : Auto-oscillations GHz dues aux porteurs libres et diffusion Raman stimulée*", Thèse de doctorat, Université Paris-sud, (2013).

Chapitre 1

Généralités sur les Cristaux Photoniques

1.1 Introduction

D'un point de vue historique, la première occurrence des cristaux photoniques remonte à la fin du XIXe siècle, avec les travaux de Lord Rayleigh (1887), qui a été le premier à montrer, la capacité d'inhiber la propagation de la lumière pour une gamme de fréquences. Cette particularité optique intervient lorsque la longueur de maille du cristal est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu [1, 2, 3].

Les cristaux photoniques intéressent beaucoup la communauté scientifique, notamment dans le domaine de l'optique, en raison de leur capacité de contrôler la propagation des ondes électromagnétique. Ces matériaux restent encore un défi technologique et fait l'objet d'un nouveau thème de recherche depuis l'invention du LASER en 1958 [4]. Le développement des fibres optiques et des guides d'onde [5, 6] a permis par ailleurs une nouvelle révolution dans le domaine des télécommunications. Grâce à ces intérêts, les chercheurs ont prévu que les photons pouvaient être contrôlés, de la même façon de manipuler les électrons dans semi-conducteurs, car ils forment la base des circuits électroniques (transistors, diodes, composants électroniques). C'est la naissance révolutionnée de la notion des cristaux photoniques, qui vont faire un changement vaste et radical dans la future industrie des télécommunications et de l'informatique. Les cristaux photoniques sont l'analogie des matériaux semi-conducteurs et permettent la propagation de l'information dans les composants à la vitesse de la lumière au lieu de la vitesse des électrons [1].

Les cristaux photoniques (CP) sont des arrangements périodiques de matériaux différents qui ne permettent pas de propagation de la lumière dans une certaine gamme de fréquence, appelée Bande Interdite Photonique (BIP). Ce type de structure, connus depuis plus d'un siècle sous le nom de réseaux de Bragg (miroir de Bragg). À la fin des années quatre vingt (1987) Eli Yablonovitch développait ces cristaux photoniques [9], et peu de temps après, Sajeev John prouvait la possibilité d'avoir une forte localisation des photons dans les structures diélectriques périodiques [10]. Artificiellement, le premier cristal photonique appelée Yablonovite, a été fabriqué par l'équipe de recherche de Yablonovitch, dans le début des années quatre-vingt-dix (1991)[12]. Cette structure a interdit la propagation des micros onde dans toutes les directions de l'espace

soulignant la présence d'une bande interdite photonique complète à trois dimensions (3D).

1.2 Propriétés des Cristaux Photoniques

1.2.1 Cristaux Photoniques

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde à une, deux et trois dimensions. Ils ont fait l'objet de recherches continues sur le plan théorique, expérimental et applications pendant une dizaine d'années.

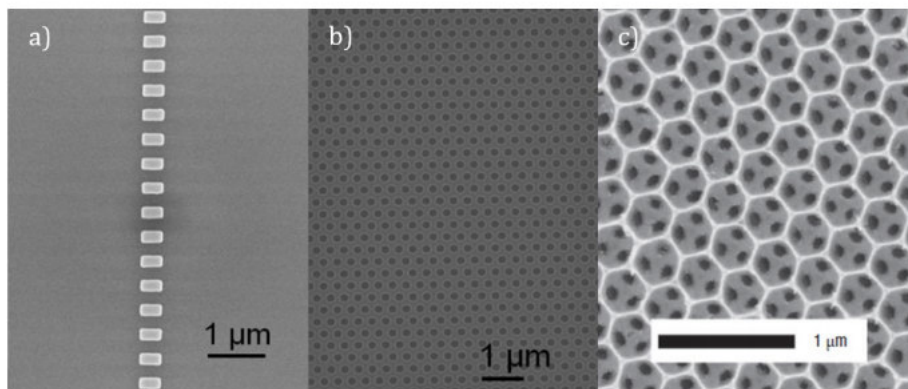


FIGURE 1.1 – Images au microscope électronique à balayage (MEB) de différents types de cristaux photoniques : a) Réseau de Bragg 1D, b) cristal photonique planaire 2D et c) cristal photonique à 3D [13].

1.2.2 Les réseaux de Bragg linéaire à 1D

Le miroir de Bragg est un cristal photonique unidimensionnel et constitué d'un empilement successif de couches minces dont l'indice de réfractifs alterne périodiquement. Un schéma de cette structure est représenté sur la figure 1.2.

On considère une onde plane se propageant dans un réseau de Bragg linéaire avec un vecteur d'onde \mathbf{k} à une incidence normale. On peut distinguer trois régimes différents suivant la valeur de la longueur d'onde λ par rapport à la période d .

-l'onde se propage dans une succession de milieux, la transmission aux interfaces pouvant être bien approchée par les formules de Fresnel, si $\lambda \ll d$.

- l'onde est peu affectée par la structuration et se propage comme dans un matériau homogène de permittivité moyenne, si $\lambda \gg d$.

-Dans ce cas l'onde est fortement perturbée par la périodicité du milieu, si $\lambda \approx d$. Si on prend le cas particulier où [15] :

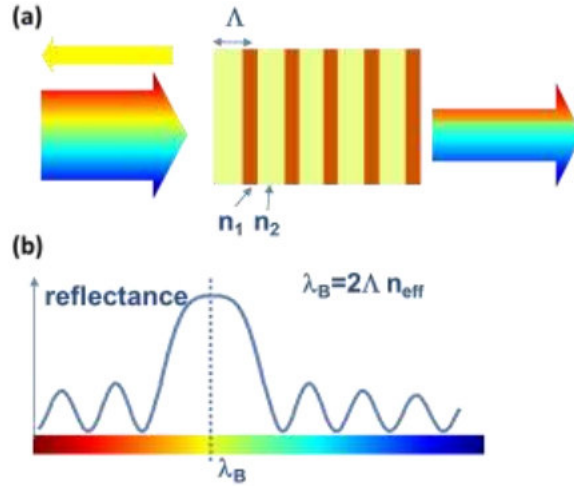


FIGURE 1.2 – Réseau de Bragg linéaire a 1D. (a) démontre un schéma du réseau de Bragg avec une onde d’entrée, une onde transmise et réfléchie (en jaune) (b) et le graphique du spectre où λ_B est la longueur d’onde de Bragg [14].

$$n_A d_A + n_B d_B = \frac{\lambda_B}{2} \quad (1.1)$$

Où n_A, n_B sont les indices de réfraction des couches. λ_B est la longueur d’onde de Bragg.

Les ondes réfléchies sont alors en phase. Celles-ci interfèrent constructivement pour donner naissance à une onde réfléchie dans le milieu incident (Figure 1.3). La structure périodique se comporte comme un miroir pour cette longueur d’onde particulière. Si le nombre de couches est suffisant, il permet d’atteindre des coefficients de réflectivité très élevés.

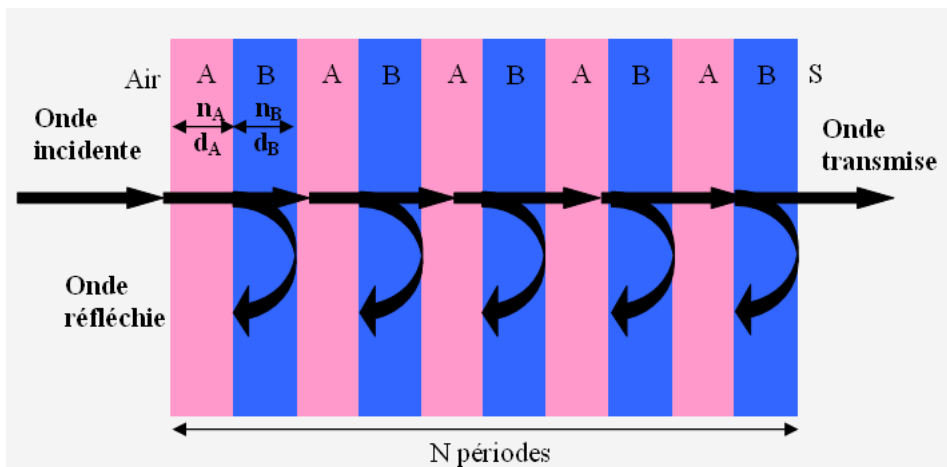


FIGURE 1.3 – Miroir de Bragg constitué de deux types de couches d’indice n_A et n_B et de période $d = d_A + d_B$ réflexions successives pour $\lambda = \lambda_B$ où λ_B est la longueur d’onde de Bragg [1].

Le réseau de Bragg consiste en une variation périodique de l’indice de réfraction. Quand la lumière se propage, le réseau réfléchit les longueurs d’onde qui vérifient la

relation :

$$\lambda_B = 2 \times n_{eff} \times d \quad (1.2)$$

Où n_{eff} est l'indice effectif et d période de réseau de Bragg.

Dans un autre cas particulier où les deux couches de chaque alternance ont une même épaisseur optique, on observe que les ondes réfléchies par toutes les interfaces sont en phase. Il est alors facile d'imaginer que ce cas correspondra à la bande interdite la plus large. La périodicité des miroirs de Bragg permet d'ouvrir une bande de fréquence interdite dans des directions proches de celle de l'empilement. Ceux-ci sont très utilisés en optique intégrée pour obtenir les miroirs à très forte réflectivité utiles pour certains types de lasers. L'amplitude du contraste d'index détermine la largeur de la région de longueur d'onde dans laquelle la lumière est exclue. Cette région est appelée largeur de bande interdite photonique et pour le cas des miroirs de Bragg, est donnée par :

$$\Delta\lambda = \lambda_B \times \Delta n / n_{eff} \quad (1.3)$$

Où Δn est l'amplitude modulée d'index de réfraction dans le réseau de Bragg, n_{eff} est l'indice de réfraction linéaire moyen dans le matériau dans le cristal photonique le long d'un de ses axes.

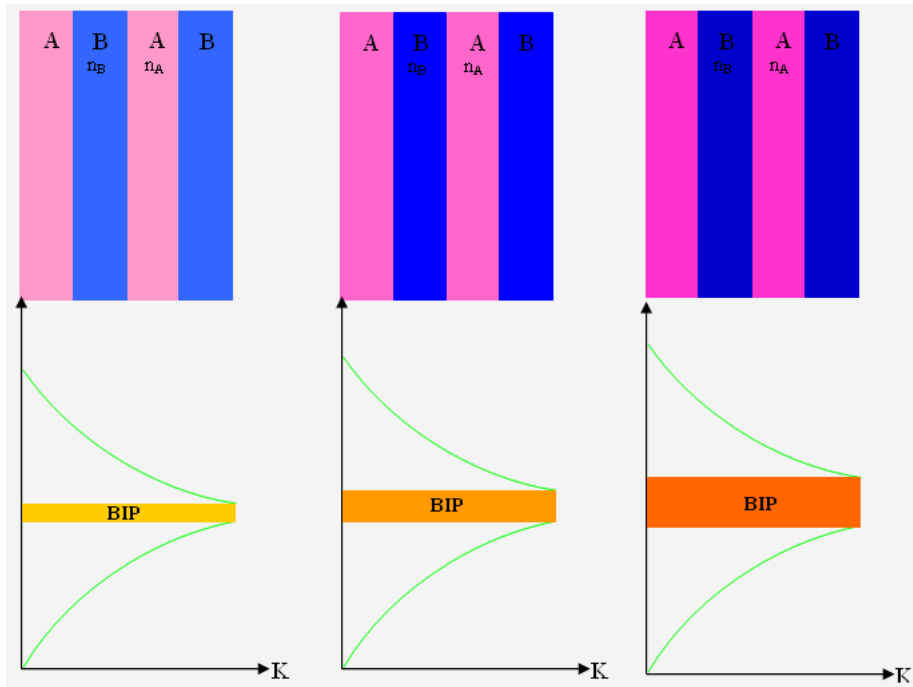


FIGURE 1.4 – Influence de la différence d'indice de réfraction sur la largeur de la BIP $\Delta n_1 < \Delta n_2 < \Delta n_3$ [60]

Ces concepts ont évolué en cristaux photoniques complexes qui incluent des structures de résonateurs, des défauts, des prismes et des guides d'ondes. En conséquence,

la lumière peut être guidée à travers des circuits hautement fonctionnels qui incluent des filtres optiques, des coupleurs efficaces et des éléments de dispersion.

1.3 Mode TE et TM

Lorsque les ondes électromagnétiques se propagent dans un cristal photonique bidimensionnel selon le plan xz et constant selon la direction y . Il existe une relation de dispersion entre les vecteurs \vec{E} et \vec{H} . Cette relation permet de remonter à la structure de bande du cristal. Ainsi, les modes de propagations doivent osciller dans la direction y , avec un vecteur d'onde k_y . Si $k_y = 0$, deux types de polarisation peuvent exister dans les cristaux photoniques pour les ondes électromagnétiques incidentes, la polarisation électrique TE ou s (Transverse Électrique) où le champ magnétique est parallèle à l'axe z et la polarisation magnétique TM ou p (Transverse Magnétique) où le champ électrique est parallèle à l'axe z .

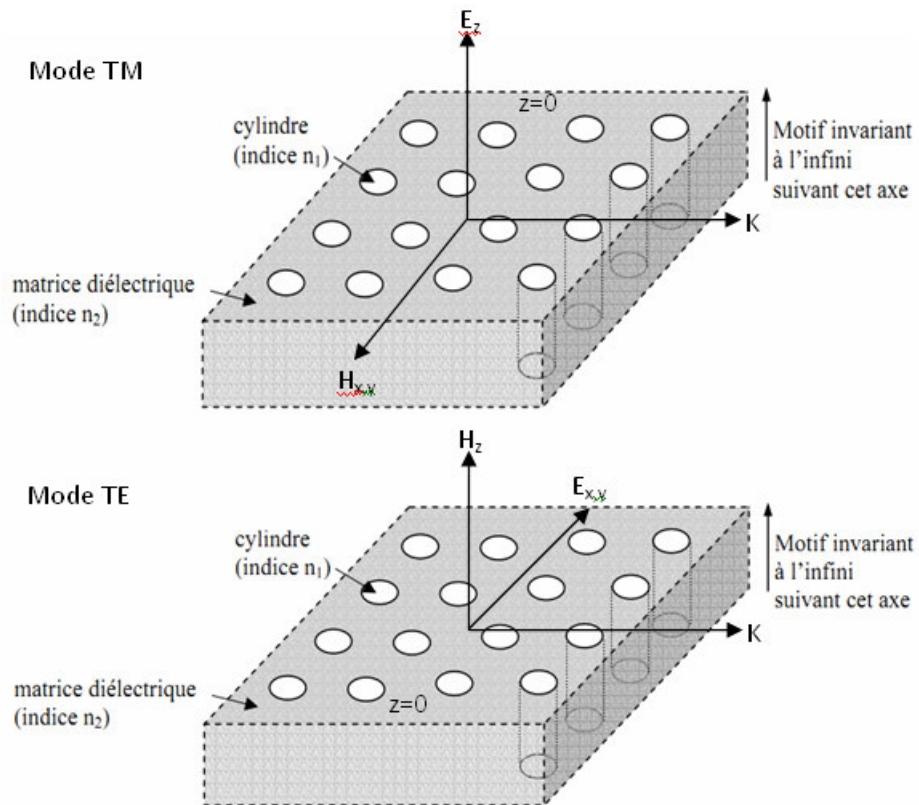


FIGURE 1.5 – Représentation des polarisations TE et TM pour les cristaux photoniques à 2D.

1.4 Structure de Bande Photonique

1.4.1 Origine de la bande interdite

La description théorique d'un cristal photonique peut se faire à l'aide d'un diagramme de bandes donnant, pour chaque valeur du vecteur d'onde pris dans la zone de Brillouin du cristal, les fréquences correspondantes aux modes électromagnétiques supportés par la structure. Afin de prévoir le comportement d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique, nous devons résoudre les équations de Maxwell (équations 1.5-1.8) relatives à un milieu de constante diélectrique modulée périodiquement.

$$\nabla \cdot \varepsilon(r) \vec{E}(r, t) = 0 \quad (1.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(r, t) = 0 \quad (1.5)$$

$$\nabla \times \vec{E}(r, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(r, t)}{\partial t} \quad (1.6)$$

$$\nabla \times \vec{H}(r, t) = -\varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \vec{E}(r, t)}{\partial t} \quad (1.7)$$

L'équation d'onde que nous résolvons ici est obtenue en éliminant le champ électrique $\vec{E}(r, t)$ des équations de Maxwell et s'écrit[16] :

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \times \vec{H}(r, t) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}(r, t)}{\partial t^2} \quad (1.8)$$

Le champ magnétique doit par ailleurs obéir à la condition de transversalité suivante :

$$\nabla \cdot \vec{H}(r, t) = 0 \quad (1.9)$$

Dans le cadre des méthodes de type fréquentiel, on cherche les solutions sous la forme d'états de fréquence donnée ω présentant une dépendance temporelle en :

$$\vec{H}(r, t) = \vec{H}(r) e^{-i\omega t} \quad (1.10)$$

Ce qui conduit à l'équation d'onde :

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \times \vec{H}(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(r) \quad (1.11)$$

Dans le cas des cristaux photoniques, nous cherchons la forme des solutions de cette équation (1.11). La fonction diélectrique étant périodique, elle peut être décomposée en série de Fourier comme suit :

$$\varepsilon(r) = \sum_m \varepsilon(G_m) e^{iG_m r} \quad (1.12)$$

Avec

$$\vec{G}_m \cdot \vec{R}_n = 2\pi m \quad (1.13)$$

Où \vec{G}_m et \vec{R}_n sont les vecteurs du réseau réciproque et les vecteurs du réseau direct et m est un nombre entier.

L'équation (1.14) est un problème aux valeurs propres [7] :

$$\Theta \vec{H}(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(r) \quad (1.14)$$

Où Θ est un opérateur.

$$\Theta = \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \times \quad (1.15)$$

Du fait de la périodicité, cet opérateur commute avec l'opérateur de translation relatif à la structure photonique et possède donc un système commun de fonctions propres qui vérifient le théorème de Bloch :

$$\vec{H}(r + R) = e^{ikR} \vec{H}(r) \quad (1.16)$$

Où k est un vecteur d'onde défini dans la zone de Brillouin de l'espace réciproque et les fonctions propres vérifient la relation suivante :

$$\vec{H}_k(r + R) = e^{ikR} u_k(r) \quad (1.17)$$

Où $H_k(r + R)$ est une fonction périodique de même période que la structure, et qui est complètement définie par les valeurs qu'elle prend dans la cellule unité. En remplaçant par sa forme d'onde de Bloch (1.18) dans (1.12), on obtient :

$$(\nabla + ik) \times \frac{1}{\varepsilon(r)} (\nabla + ik) \times u_k(r) = \frac{\omega^2}{c^2} u_k(r) \quad (1.18)$$

La résolution d'une telle équation pour un vecteur d'onde k donné conduit à un ensemble discret de valeurs propres fonctions du vecteurs et distinguées par un indice de bande entier. Ces valeurs propres sont reliées aux fréquences propres du cristal par :

$$\lambda_n^2(k) = \frac{\omega_n^2}{c^2}(k) \quad (1.19)$$

C'est l'ensemble des courbes de dispersion des fréquences propres en fonction du vecteur d'onde qui constitue la structure de bandes du cristal photonique étudié.

Dans le cas d'une structure photonique parfaite et infinie, l'équation (1.18) est inchangée lorsque l'on remplace le vecteur \vec{G}_m par le vecteur \vec{G} , où \vec{G} représente le vecteur du réseau réciproque et vérifie la relation (1.14). Ceci signifie que les états propres correspondant aux vecteurs sont physiquement équivalents et possèdent la même énergie. Autrement dit, l'énergie de Bloch existante dans le cristal photonique est une fonction périodique du vecteur d'onde, de même périodicité que le réseau réciproque. Nous pourrions donc restreindre la recherche des états propres à la première zone de Brillouin et on peut ramener tous les vecteurs de l'espace réciproque à un vecteur appartenant à la première zone de Brillouin.

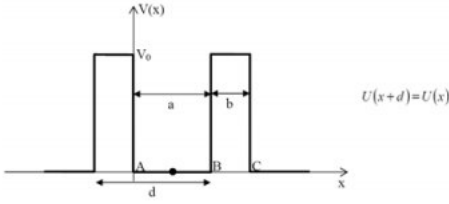
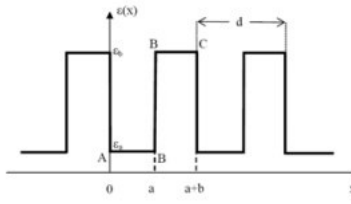
	Electron (Schrödinger)	Photon (Maxwell)
Périodicité	Puits de potentiel électrique carré périodique 	Constant diélectrique périodique 
Champ	$\psi(r,t) = \psi(r) \exp(-i\omega t)$	$H(r,t) = H(r) \exp(-i\omega t)$
Grandeur caractéristique	$V(r)$	$E(r)$
Opérateur Hermitien	$H = \frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(r)$	$\Theta = \nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times \right)$
Equation aux valeurs propres	$H\psi = E\psi$	$\Theta H = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \right) H$

TABLE 1.1 – Récapitulatif Analogie électron-photon [17]

Par analogie, les concepts de la physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et le théorème de Bloch sont applicables pour la résolution de l'équation d'onde. De cette manière nous pouvons obtenir des bandes interdites photoniques (par analogie aux bandes interdites électroniques). Le tableau 1.1 donne un résumé de cette analogie à un système unidimensionnel qui peut être étendu aux cristaux photoniques à deux dimensions ou à trois dimensions.

1.4.2 Bande interdite photonique 1D

La notion clef des cristaux photonique, c'est la bande interdite photonique (BIP). Considérons une structure photonique unidimensionnelle où l'onde électromagnétique se propage avec une incidence normale, et le champ électrique \vec{E} est parallèle à l'axe Oz (voir la figure 1.6).

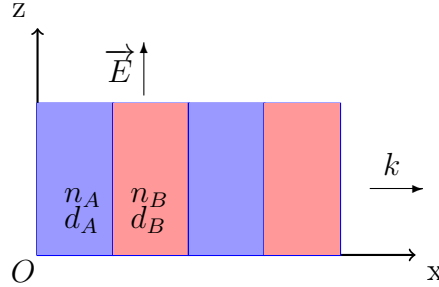


FIGURE 1.6 – Structure périodique d'un cristal photonique à 1D.

Un développement théorique a été établi dans les références [44, 19]. Basé sur les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique linéaire, isotrope, sans pertes, d'indice de réfraction n , non magnétique, et en l'absence de charges et courants. Si on s'intéresse à ce qui se passe exactement dans la zone $k = \pm\frac{\pi}{d}$, deux solutions existent qui sont les extrémités de la courbe de dispersion. Aucun mode n'existe dans l'intervalle de fréquence ω , C'est cet intervalle que l'on appelle Bande Interdite Photonique :

$$\frac{\pi c}{d} \sqrt{A_0 - |A_1|} < \omega < \frac{\pi c}{d} \sqrt{A_0 + |A_1|} \quad (1.20)$$

Où A_0 et A_1 sont des coefficients résulte lors du développement de l'inverse de la permittivité diélectrique [44, 19].

Lorsqu'on se rapproche au bord de la zone de Brillouin, c'est-à-dire les vecteurs d'ondes $k = +\frac{\pi}{d}$ et $k = -\frac{\pi}{d}$, l'onde incidente de vecteur k donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde $-k$ et conduit à une levée de dégénérescence et à l'apparition de la bande interdite (Figures.1.7 et 1.8). En d'autres termes : la propagation d'une onde électromagnétique est interdite pour un intervalle de fréquence indépendamment de la direction de l'onde incidente et de sa polarisation. Aussi bien que, à l'intérieur de la bande interdite, aucun mode ne puisse se propager, le milieu devienne un réflecteur parfait. Grâce à la périodicité du milieu diélectrique les deux ondes incidente et réfléchie de même énergie engendrant deux états propres d'énergies distinctes ω_1 et ω_2 et ouvre une bande interdite en fréquence pour une propagation dans la direction normale à l'empilement. Si les épaisseurs optiques des couches diélectriques sont égales ($n_A d_A = n_B d_B$), la largeur $\Delta\omega$ de la bande interdite peut être calculée à l'incidence normale par la relation suivante [20] :

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left(\frac{n_A - n_B}{n_A + n_B} \right) \quad (1.21)$$

Où n_A et n_B sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques.

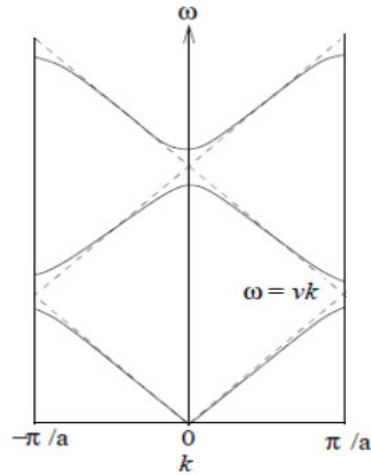


FIGURE 1.7 – Relation de dispersion pour un cristal photonique unidimensionnel. Les limites de la première zone de Brillouin sont indiquées par les deux traits verticaux, et les droites de dispersion d'un matériau uniforme sont en pointillés [21]

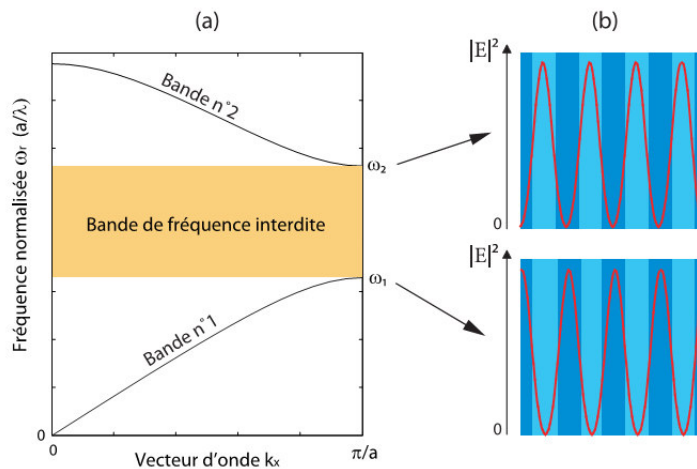


FIGURE 1.8 – (a) Relation de dispersion d'un miroir de Bragg ($d_A = d_B, n_A = 1, n_B = 3.3$). (b) Allure du champ électrique $|E|^2$ pour $k_x = \frac{\pi}{d}$ à l'intérieur des couches. Le champ est confiné majoritairement dans la couche de haut indice (bleu foncé) à basse fréquence, et dans la couche de bas indice à haute fréquence [1]

On peut remarquer que ce déphasage dépend explicitement de la longueur d'onde. A chaque nouvelle cellule du réseau direct, l'onde est partiellement réfléchi et le déphasage entre deux ondes réfléchies successivement est $2kd$. Tant que le déphasage $2kd$ est très différent de 2π , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement conduisant à des coefficients de réflexion faibles (de transmission élevés), figure 1.9 (A).

Au bord de la zone de Brillouin, k se rapproche de $\frac{\pi}{d}$ et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase, elle interfèrent constructivement et conduisent à des coefficients de réflexion élevés (de transmission faibles), figure 1.9 (B).

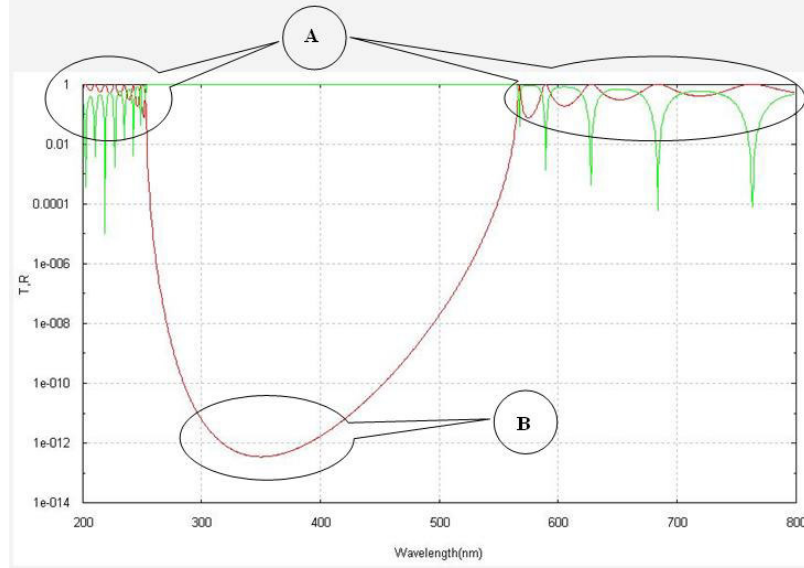


FIGURE 1.9 – Coefficient de Transmission et de Réflexion d’une structure périodique.

La bande interdite photonique augmente avec la fréquence et sa largeur varie selon la polarisation de l’onde incidente. La bande interdite photonique est sensible à l’angle d’incidence de l’onde électromagnétique. En effet, l’apparition de bandes interdites ainsi que leurs largeurs et leurs positions pour un réseau donné dépendent du facteur de remplissage de la structure, de la forme du motif élémentaire et du contraste d’indice.

1.4.3 Largeur de la bande interdite photonique 1D

Aux bords de la première zone de Brillouin les modes optiques propres de la structure sont stationnaires : l’énergie électromagnétique du mode d’énergie ω_1 se concentre dans la couche de haute indice tandis que celle du mode d’énergie ω_2 se concentre dans la couche de bas indice. On obtient une dégénérescence de deux états pour un matériau uniforme. Si on varie périodiquement la permittivité du matériau uniforme, on lève cette dégénérescence. On obtient une ouverture du diagramme de dispersion (figure 1.10). Cette ouverture est appelée bande interdite photonique (BIP) ou gap. Pour cette gamme de fréquence, aucun état propagatif n’existe. Plus la différence de permittivité est grande et plus le gap s’agrandit. La largeur de la bande interdite photonique est proportionnelle au contraste d’indice des deux milieux, elle suit la relation suivante :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim \frac{2}{\pi} \frac{\Delta n}{n} \quad (1.22)$$

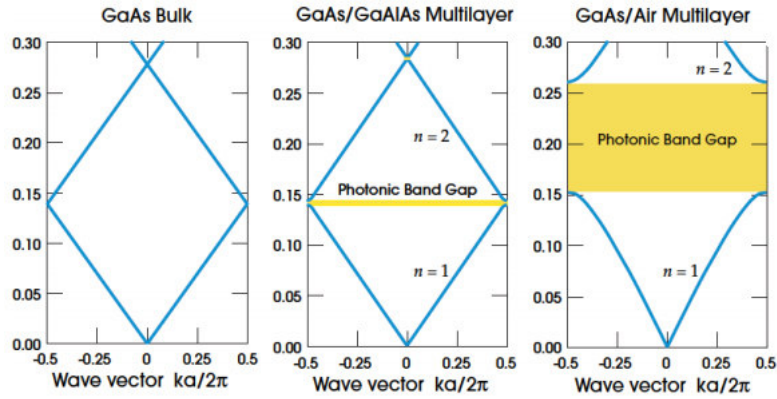


FIGURE 1.10 – Effet du contraste d’indice de réfraction Δn sur la largeur du Gap photonique [7]

1.5 Cristaux photoniques à 2D

Nous avons vu que les cristaux photoniques 1D peuvent, à une fréquence donnée, empêcher l’ensemble des modes radiatifs de pénétrer quelque soit l’angle d’incidence. Par contre, certains modes évanescents peuvent encore pénétrer et se propager dans le cristal photonique. La solution pour éliminer l’ensemble des modes est l’utilisation de structures périodiques tridimensionnelles. Cependant ces structures étant très difficiles à fabriquer, beaucoup d’études se sont portées sur les structures bidimensionnelles qui peuvent présenter des gaps photoniques complets sur un plan. Ces cristaux photoniques bidimensionnelles planaires (Figure 1.11) sont le plus souvent composés de tiges ou trous parallèles arrangés en un réseau carré, triangulaire, hexagonal, etc... Les propriétés dispersives des cristaux Photoniques (2D) dépendent bien évidemment de ces arrangements. La nécessité de confiner la lumière dans les trois dimensions pour des applications d’optique intégrée conduit à envisager des systèmes hybrides où le confinement vertical est assuré par un contraste d’indice et le confinement latéral par un cristal photonique bidimensionnel. L’association de cristaux photoniques 2D structurés dans un plan horizontal avec un guide d’onde planaire pour confiner la lumière dans la direction verticale par effet de réflexion totale interne est l’approche adoptée par de nombreux groupes de recherches [23, 24, 25].

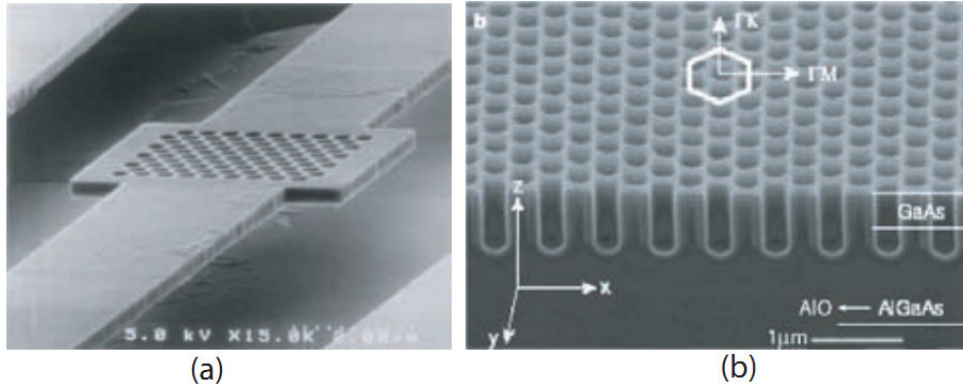


FIGURE 1.11 – Deux exemples typiques d’un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d’indice : (a) Membrane de $Al_{0,1}Ga_{0,9}As$ suspendue dans l’air (b) cristal photonique gravé dans une couche de $GaAs$. La couche $GaAs$ repose sur une couche de Al_xO_y . [26, 27]

1.6 Cristaux photoniques à 3D

Afin d’obtenir une bande interdite omnidirectionnelle, l’utilisation d’un cristal photonique tridimensionnel est nécessaire. Un nombre conséquent de travaux se sont portés sur les différentes structures géométriques possibles et leur fabrication. **La Yablonovite** [9] est un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. Elle a été réalisée en 1993 par E.Yablonovitch en perceant des trous selon trois angles azimutaux séparés de 120° , et faisant un angle de 35° par rapport à la normale. Cette structure permet d’obtenir une maille cubique à faces centrées avec des motifs non sphériques. Tandis que la structure, (tas de bois) [65] est obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium poly-cristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est gravée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l’air qui a un contraste d’indice suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle.

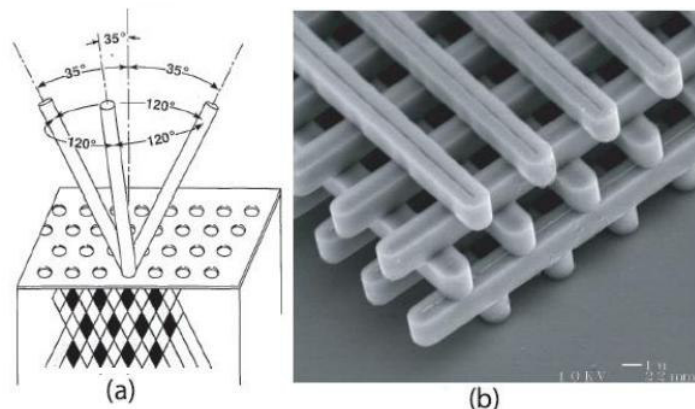


FIGURE 1.12 – (a) Représentation schématique de la Yablonovite, structure 3D de périodicité fcc[9]. (b) Image MEB d’un tas de bois fabriqué par lithographie UV dans du silicium par Lin et al [65].

Les diverses techniques de fabrication des cristaux photoniques 3D souffrent encore toutes d'une mise en œuvre laborieuse et délicate, et, pour certaines d'entre elles, ne permettent pas l'insertion déterministe de défauts[30]. Bien que les progrès enregistrés soient remarquables, les technologies de fabrication de ces structures n'ont pas encore atteint la maturité, la stabilité et les performances suffisantes pour envisager leur utilisation dans les prochaines générations de composants.

1.7 Modes de Défauts dans les Cristaux Photoniques.

Par analogie, lors du dopage des impuretés d'un semi-conducteur, l'existence d'un défaut dans la périodicité du cristal va créer de nouveaux états permis dans la bande interdite photonique, appelés modes de défauts. C'est le cas ici aussi. Les défauts peuvent être localisés ou étendus à toute la structure du cristal photonique. L'onde peut être localisée selon la fréquence et la dimension du cristal photonique. La création d'un défaut consiste à briser localement la périodicité du réseau en ajoutant ou enlevant localement un peu de matière diélectrique. Dans le cas d'un réseau de trous, le défaut consiste en l'omission d'un ou de plusieurs trous. On peut aussi créer des défauts en modifiant le rayon des trous. Par exemple [31], si l'on introduit un défaut unidimensionnel dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée en deux dimensions. Une cavité bidimensionnelle est créée. Si l'on introduit un défaut linéaire dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée dans une dimension et elle est libre de se propager dans l'autre dimension. C'est la raison pour laquelle de nombreuses applications ont été faites, comme des guides d'onde, des virages [32, 33], des filtres sélectifs [34], des multiplexeurs/démultiplexeurs [35] et des combineurs [36].

1.7.1 Défauts ponctuels à 1D

Au sens des cristaux photoniques, un défaut va créer l'apparition d'un état permis dans la bande interdite photonique, en changeant la périodicité du réseau cristallin, soit en ajoutant ou enlevant légèrement de matière. De la même manière, la modification de la taille ou de l'indice de réfraction d'une couche de la structure photonique unidimensionnelle autorise la propagation d'une onde de fréquence ω appartenant à la bande interdite photonique [37, 7].

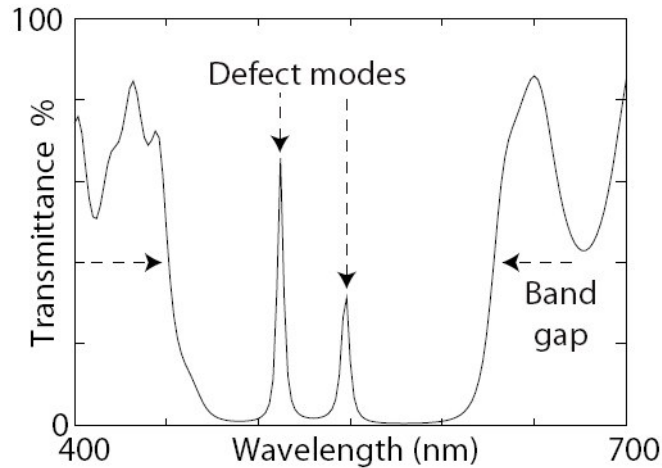


FIGURE 1.13 – Transmission coefficient vs fréquence défaut 1D [61].

Autrement dit, les défauts permettent à des modes localisés d'exister dans la bande interdite photonique. On note qu'à l'axe de propagation, il n'y a pas de modes de propagation de fréquence ω dans le réseau périodique même si un mode de défaut est introduit dans la structure, mais il est possible de déterminer des fréquences qui peuvent favoriser des états propagatifs dans le reste du cristal photonique. Dans ce cas, on peut décomposer les fréquences en deux régions où les états sont propagatifs ou évanescents. Ces défauts permettent aussi de contrôler la propagation de la lumière au sein du cristal photonique à l'échelle de la longueur d'onde. La localisation de la lumière sur des dimensions submicroniques qui peut être atteinte [38] en fait aussi des objets de choix pour l'étude expérimentale de processus physiques, comme le couplage fort atome cavité [39]. Cependant, Des filtres très sélectifs peuvent être ainsi réalisés. La création des défauts sur les cristaux photoniques donne notamment un grand avancé dans la fabrication des composants d'optique intégrée et une amélioration de leurs performances.

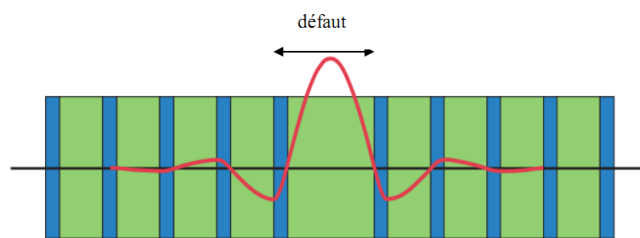


FIGURE 1.14 – Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut [7].

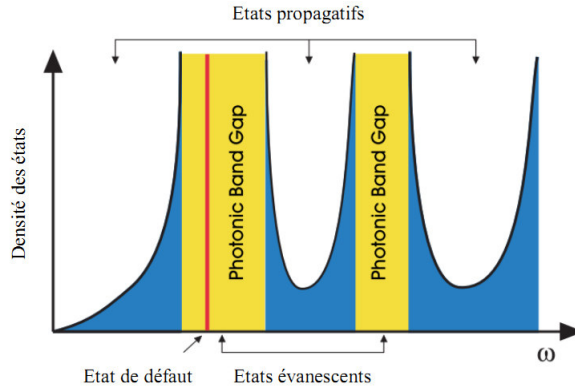


FIGURE 1.15 – Division de l’espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescents. Dans ce schéma, la densité d’états (nombre de modes permis par unité de fréquence) est nulle dans les bandes interdites du cristal (zone jaune). Les modes ne peuvent exister dans ces régions que s’ils sont évanescents, et si la périodicité est rompue par un défaut (trait rouge) [7].

1.7.2 Défauts ponctuels à 2D

Nous distinguerons deux types de modes de défauts existents à 2D dans les cristaux photoniques, défauts de substitution et défaut interstitiels, on les obtient soit, par une modification locale de la constante diélectrique ou un changement de taille d’un motif du cristal, soit par le déplacement ou le retrait d’un motif, ce qui crée une lacune dans le cristal photonique, nommée défaut lacunaire (voir la Figure 1.16 (a)). Cela correspond à un micro-résonateur à l’intérieur du cristal photonique [40]. Tous ces défauts ponctuels peuvent conduire à l’existence de niveaux discrets d’énergie dans une ou plusieurs bandes interdites à la fois. Un défaut ponctuel dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu’il piège la lumière dans une bande de fréquences très étroite [41]. Dans le spectre de transmission du cristal photonique, ce mode de défaut se traduit par l’apparition d’un pic fin dans la bande interdite comme représentée dans la figure 1.16(b).

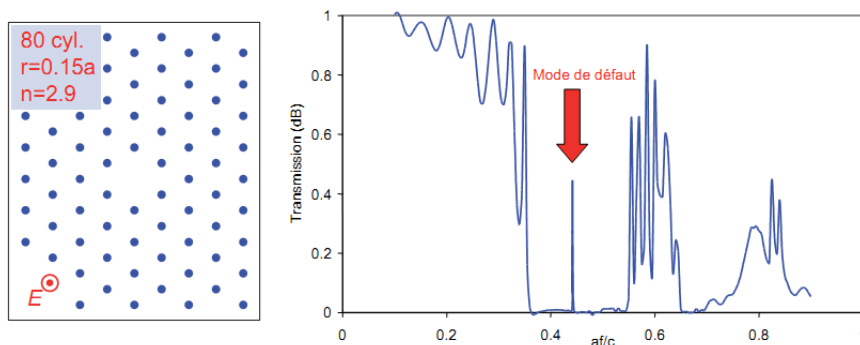


FIGURE 1.16 – Transmission d’un cristal photonique triangulaire 2D avec un motif manquant [60].

Joannopoulos et al ont montré théoriquement que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées en modifiant la taille et le type de défauts [42, 43, 44].

1.7.3 Défauts ponctuels à 3D

Les défauts dans les cristaux photoniques (CPs) tridimensionnels sont obtenus de la même manière que pour les CPs 1D et 2D. Si on ajoute un élément dans le CP on obtient un défaut donneur ou défaut de diélectrique. Inversement si on supprime un élément, on réalise un défaut accepteur ou défaut d'air. Les défauts localisés dans les CPs 3D permettent de localiser l'onde électromagnétique selon les trois directions de l'espace. On forme de cette manière une cavité (figure 1.17).

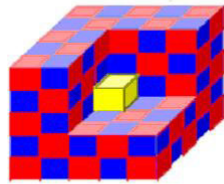


FIGURE 1.17 – Cavité 3D [63] .

Cette structure présente un intérêt considérable en optique car il est impossible de réaliser des cavités métalliques faibles pertes comme en micro-onde. La figure 1.19 représente les modes localisés des deux types de défauts dans la Yablonovite (Figure 1.18). Comme dans le cas 1D, le degré de dégénérescence des modes donneurs est supérieur aux modes accepteurs. De plus, le défaut accepteur est centré dans la bande alors que les défauts donneurs se trouvent en bord de bande.

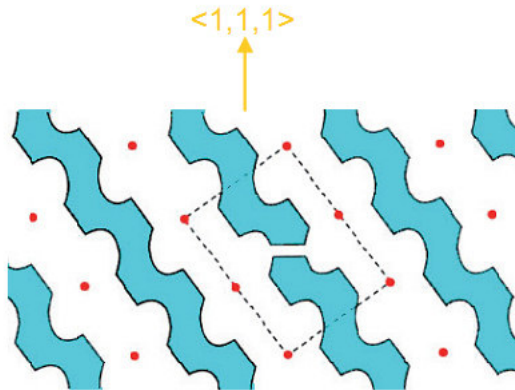


FIGURE 1.18 – Défaut localisé dans la Yablonovite [12].

1.7.4 Défauts étendus à 1D, 2D ou 3D

Il existe trois types de défauts étendus à 1D, 2D ou 3D, qui sont obtenus en modifiant les motifs d'un cristal photonique sur plusieurs sites voisins. Les défauts étendus à 1D sont appelés aussi défauts linéiques et peuvent servir de guides d'ondes ou de cavités

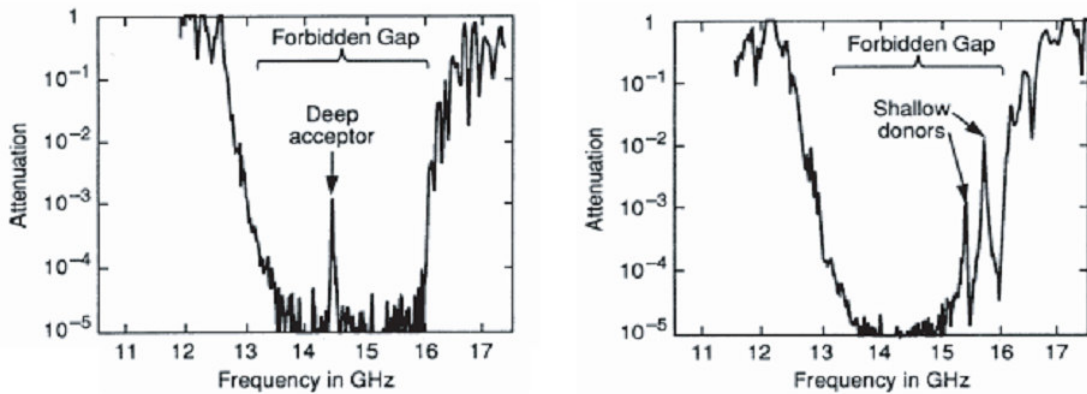


FIGURE 1.19 – Transmission des défauts localisés [12].

lasers. D'autre par, les défauts à 2D et 3D sont constitués d'une suite de guides 1D, orientés dans des directions différentes de façon à permettre à la lumière de se propager sur tous les chemins optiques possibles à l'intérieur du cristal. Ils sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre de recherches [7]. Les réalisations expérimentales ont été effectuées par M. Loncar et M. Tokushima [45, 46] sur le type 1D. La figure 1.20 illustre un cristal 2D, dont on a enlevé quelques tiges, en formant un virage (défaut linéaire) [47].

1.7.5 Défaut linéique

Un guide est un défaut linéique introduit au sein d'un cristal photonique si l'on se restreint à une périodicité dans deux directions de l'espace. Le cristal photonique 2D est constitué soit de colonnes de diélectrique entourées d'air, soit de trous d'air gravés au travers d'une matrice diélectrique. Un guide d'onde peut alors être créé en écartant deux demi-plans comme il est montré dans la figure 1.21. L'écart entre les deux demi-plans, la direction cristallographique ainsi que la symétrie des bords définissent un guide unique.

1.7.6 Application de défauts (Guides d'ondes)

L'utilisation de défauts linéiques pour réaliser des fonctions de guidage a été introduite en 1994 par Meade et al [62]. Les études du guidage sont toutefois restées théoriques, jusqu'en 1997 où une première démonstration expérimentale de transmission a été faite dans le domaine micro ondes [49, 50] puis en technologie macro poreux dans l'infra rouge [51]. Cette propagation guidée n'est plus limitée par les lois de la réfraction aux interfaces du guide et il est possible de réaliser des guides présentant des rayons de courbure de l'ordre de la longueur d'onde avec des transmissions théoriques très proches de l'unité [52].

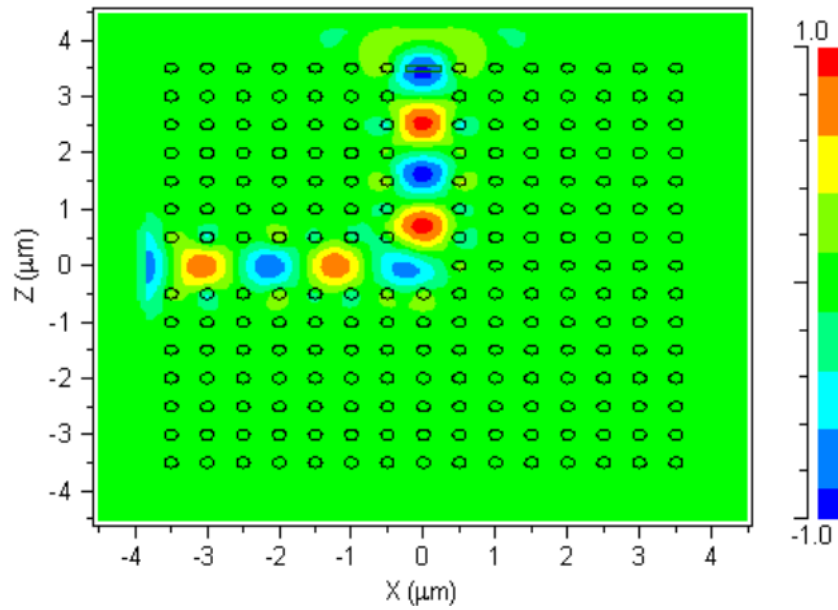


FIGURE 1.20 – Propagation d’une onde dans un cristal photonique de défaut linéaire [14].

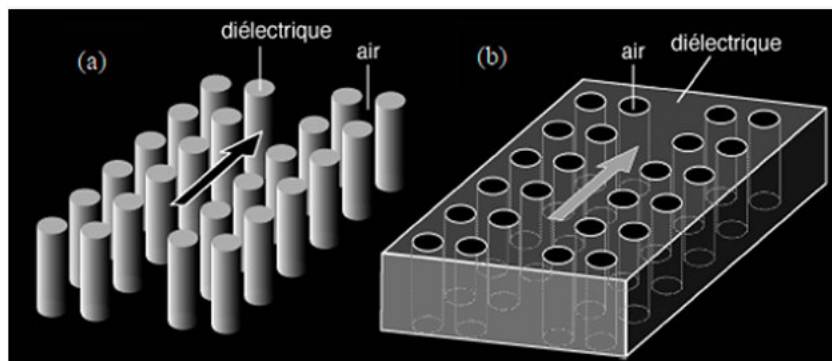


FIGURE 1.21 – Schéma d’un guide défaut dans un réseau 2D :(a) de colonnes d’un diélectrique;(b) de trous d’air [48].

1.8 Fabrication de cristaux photoniques

Même si la technologie de fabrication des cristaux photoniques n'a pas encore atteint des performances suffisantes, ces cristaux photoniques peuvent être fabriqués avec les techniques standard de la microélectronique. La fabrication de cristaux photoniques à une dimension peut être réalisée par différentes techniques de croissance de couches minces : par la méthode chimique sol-gel, épitaxie par jets moléculaires (MBE), déposition par phase chimique gazeuse (MOCVD), ou grâce aux techniques de structuration des matériaux massifs (Laser, FIB, RIE, lithographie. . .) [57, 58].

1.9 Application des cristaux photoniques

Les cristaux photoniques ont des propriétés intéressantes et possèdent de nombreuses applications dans le domaine de l'optique intégrée. Grâce à la possibilité de contrôler la propagation de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde dans le matériau. Ces propriétés des cristaux photoniques peuvent être modifiées par l'insertion de défauts ou cavités, pour la réalisation de composants photoniques pour l'optique intégrée. Par exemple, différentes applications des cristaux photoniques 2D sont représentées sur la figure 1.22 ci-dessous.

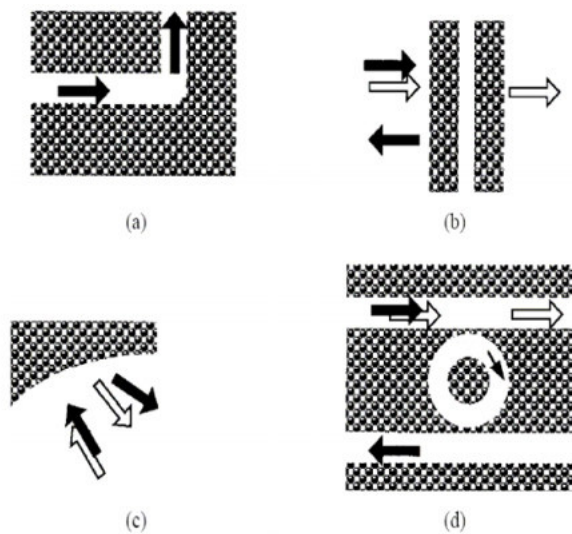


FIGURE 1.22 – Exemple des possibles applications des cristaux photoniques à deux dimensions : (a) guide d'onde à virage, (b) filtre basé sur les modes de cavité à fréquence de résonance, (c) diffraction d'un cristal photonique à différentes longueurs d'ondes, (d) Filtre add/drop (guides d'ondes couplés avec une ou deux structures résonantes)[59]

1.10 Conclusion

Après l'historique et les définitions, nous avons présenté dans ce chapitre les concepts de base liés aux cristaux photoniques sans ou avec des défauts. Les cristaux photoniques sont des systèmes artificiels à bande interdite photonique, très prometteurs pour des applications potentielles dans le domaine de contrôle de la propagation des ondes électromagnétiques, pour des réalisations réelles dans le domaine des circuits micro-ondes, l'optoélectronique et les télécommunications optiques. Cependant, le défi technologique que représente la fabrication des cristaux photoniques nécessite des études théoriques préalables, ce qui explique la grande quantité de travaux centrés sur la modélisation.

Bibliographie

- [1] Damien Bennier. " *Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde*", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, Orsay, N° 9305,(2008).
- [2] Rayleigh Lord. " *LVI. On the influence of obstacles arranged in rectangular order upon the properties of a medium*", The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 34.211, p 481-502(1892).
- [3] Bloch, Felix. " *Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern*", Zeitschrift für physik 52.7-8,p555-600(1929).
- [4] A. L. Schawlow and C. H. Townes. " *Infrared and Optical Masers*", Phys. Rev. 112, 1940 (1958)
- [5] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, P. St. J. Russell. " *Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers*", Science Vol. 282, Issue 5393, pp. 1476-1478(1998)
- [6] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell. " *Endlessly single-mode photonic crystal fiber*", Optics Letters Vol. 22, Issue 13, pp. 961-963(1997).
- [7] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn. " *Photonic Crystals- Molding the Flow of Light*". Princeton University Press, (1995).
- [8] Bragg William Henry. " *IX. Bakerian Lecture.-X-rays and crystal structure*", Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, p253-274(1915).
- [9] E. Yablonovitch. " *Photonic band-gap structures*", J. Optical Society of America. B, Vol. 10(2), p 283-295,(1993).
- [10] S. John. " *Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices*", J. Phys Rev Letters, vol. 58, pp. 2486-2489,(1987).
- [11] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung. " *Photonic band structure : The Face Centered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms*", J. Phys Rev Letters, vol. 67, pp. 2295-2298,(1991).
- [12] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter. " *Donor and Acceptor Modes in Photonic Band Structure*", Phys. Rev. Letters 67, 3380 (1991).
- [13] P. Lodahl, F. van Driel, I. S. Nikolaev, A. Irman, K. Overgaag, D. Vanmaekelbergh, W. L. Vos. " *Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystal*", Nature 430, 654, (2004).
- [14] Pamela Tannouri. " *Investigation d'effets non-linéaires dans un guide d'ondes d'Al-GaAs à réseau de Bragg*", Université du Québec, Maître ès sciences (M.Sc.),(2012).
- [15] Sandrine Massy. " *Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur LiNbO₃*", Thèse de doctorat, Université de Limoges, N° 4,(2004).

- [16] Yassine Benachour. "*Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire*", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, (2008).
- [17] Mahmoud Riad Beghoul. "*contribution a la réalisation de fonctions opto-électroniques a base de cristaux photoniques pour les télécommunications*", Thèse de doctorat, Université Mentouri-Constantine,(2008).
- [18] K. Sakoda. "*Optical properties of photonic crystals*", Springer Series in Optical Sciences, vol. 80, Springer-Verlag, Berlin, (2001).
- [19] J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, et A. Tchelakov. "*Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*", GET et Lavoisier, Paris, (2003).
- [20] T.E. Sale. "*Vertical cavity surface emitting lasers*", Research Studies Press.Taunton, Somerset, England, (1995).
- [21] B. Cluzel. "*Réalisation et imagerie par sonde locale de cristaux photoniques sur SOI*", Thèse de doctorat, Université Dijon, (2005).
- [22] F. Mirouh. "*Simulation des effets optiques des cristaux photoniques a une dimension*", Thèse de magistère Université de Constantine (2005).
- [23] W. Suh, S.Fan. "*All-pass transmission or flattop reflection filters using a single photonic crystal slab*", Applied Physics Letters,Vol. 84, p.4905, (2004).
- [24] J.Mouette, C.Seassal, X.Letartre, et al. "*Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon*", Journal of Electronics Letters ,Vol. 39 (6), pp.526–528, (2003).
- [25] V. Lousse, W. Suh, O. Kilic, S. Kim, O. Solgaard, and S. Fan. "*Angular and polarization properties of a photonic crystal slab mirror*", Optics Express, Vol.12(8), pp. 1575–1582, (2004).
- [26] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, and K. Asakawa. Physical Review Letters, Vol.86, N° 11, p.2289-2292,(2001).
- [27] E. Chow, S.Y. Lin, S.G. Johnson, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, J.R.Wendt, G.A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman. Nature, Vol.407, N° 6807, p.983-986,(2000).
- [28] B. Wild. "*Étude expérimentale des Propriétés Optiques des Cristaux Photoniques Bidimensionnels et de leur Accordabilité*", Thèse de doctorat N° 3573, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (2006).
- [29] S.Y.Lin, et al. "*A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths*", Journal of Nature, Vol.394 (6690), pp. 251-253, (1998).
- [30] Salim Boutami. "*Micro-cavités optiques verticales à base de cristaux photoniques membranaires*", Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, N° 00341736,(2007).
- [31] Barbara WILD. "*Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité*". Thèse de doctorat, N° 3573 (2006).
- [32] S. Olivier, H. Benisty, M. Rattier, C. Weisbuch, M. Qiu, A. Karlsson, C.J.M. Smith, R. Houdré, and U. Oesterle. Applied Physics Letters 79(16), 2514–2516(2001).
- [33] A. Talneau, Ph. Lalanne, M. Agio, and C.M. Soukoulis. Optics Letters 27(17), 1522-1524 (2002).
- [34] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynak, A. Karlsson, M. Kamp, and A. Forchel. Applied Physics Letters 83, 5121–52123 (2003).

- [35] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka, and S. Noda. Applied Physics Letters 82(9), 1341-1343 (2003).
- [36] S. Bocolo, M. Midrio, and T.F. Krauss. Optics Letters 27, 1001 (2002).
- [37] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Allierhand, D. A. Smith, K. Kash, "Novel applications of photonic band gap materials : Low-loss bends and high Q cavities". Journal of Applied Physics, vol 75, N° 9, p 4753-4755(1994).
- [38] R. Coccioli, M. Boroditsky, K.W. Kim, Y. Rahmat-Samii, E. Yablonovitch. "Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity". IEE Proceedings optoelectronics, vol 145, N° 6, p 391-397(1998).
- [39] J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, A. Scherer. "Photonic crystal microcavities for strong coupling between an atom and the cavity field". Proceedings of the LEOS, Puerto Rico, p 840-841(2000).
- [40] Soumia Massaoudi. "Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels en micro-onde : application à l'ultra-réfraction". Thèse de doctorat, Université Paris Sud-Paris XI, N° 00178075, (2005).
- [41] J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve, S. Fan. "Photonic crystals : putting a new twist on light". Nature 386 pp. 143-149(1997).
- [42] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, et K. M. Ho "Photonic band gaps and defects in two dimensions : Studies of the transmission coefficient". Phys. Rev. B, vol. 48, p.14121, (1993).
- [43] F. Gadot "Modélisation et caractérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-Ondes". Thèse de Doctorat, Université De Paris sud, Janvier (1999).
- [44] K. Sakoda. "Optical properties of photonic crystals". Springer Series in Optical Sciences, vol. 80, Springer-Verlag, Berlin, (2001).
- [45] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll, J. Vuckovic, A. Scherer and T. P. Pearsall. "waveguiding in planar photonic crystals". Appl. Phys. Lett., vol. 77, p.1973, (2000).
- [46] M. Tokushama, H. Kadosaka, A. Tomita and H. Yamada. "Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide". Appl. Phys. Lett., vol.76, p.952, (2000).
- [47] S. Olivier. "Nouvelles structures miniatures dans des cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions d'optique intégrée". Thèse de Doctorat, Université de Paris 6, (2002).
- [48] Bendemagh Khalissa. "Etude de dimensionnement d'un coupleur à base de cristaux photoniques destiné aux systèmes de communications". Thèse de Doctorat, Université Ferhat Abbas-Setif 1, (2019).
- [49] S.Y. Lin, E. Chow, V. Hietala, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos. "Experimental demonstration of guiding and bending of electromagnetic waves in a photonic crystal". Science, vol 282, N° 5387, p 274-276(1998).
- [50] Temelkuran, E. Ozabay. "Experimental demonstration of photonic crystal based waveguides". Applied physics letters, vol 74, N° 4, p 486-488(1999).
- [51] S.W. Leonard, M.H. Van Driel, A. Birner, U. Gosele, P. R. Villeneuve. "Single-mode transmission in two-dimensional macroporous silicon photonic crystal waveguides". Optics letters, vol 25, N°20, p 1550-1552(2000).

- [52] A.Mekis, J. C.Chen, I.Kurland, S.Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos. "*High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides*". Physical review letters, vol 77, N° 18, p 3787-3790(1996).
- [53] C. Monat et al. "*Two-dimensional hexagonal shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP membrane*", J.App. Phys., vol.93, p. 23-31,(2003).
- [54] S. David. "*Étude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques*", Thèse de doctorat, Université Paris XI, (2003).
- [55] T. Trupke, J. Zhao, A. Wang, R. Corkish et M. A. Green. "*Very efficient light emission from bulk crystalline silicon*", Appl. Phys. Lett.,vol. 82, p.2996,(2003).
- [56] D. Sotta. "*Milieux émetteurs de lumière et microcavité optique en silicium monocristallin sur isolant*", Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble 1,(2002)
- [57] D.Gerard. "*Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nanostructurées : cristaux photoniques et tamis à photons*", Thèse doctorat, université de Bourgogne, (2004)
- [58] V. Mizeikis, S. Juodkazis, A. Marcinkevicius, S. Matsuo, H. Misawa "*Tailoring and characterization of photonic crystals*", Journal of Photochemistry and Photobiology C : Photochemistry Reviews, 2, p.35-69(2001)
- [59] H. Benisty et al. "*Optical and Confinement Properties of Two-Dimensional Photonic Crystals*", Journal of Lightwave Technology, Vol. 17,N° 11, p.2063-2077(1999).
- [60] Laurent OYHENART. "*Modélisation, réalisation et caractérisation de cristaux photoniques tridimensionnels en vue d'applications VUE à la compatibilité électromagnétique*", Thèse de Doctorat,Université Bordeaux I N° 3114(2005)
- [61] Matthew M. Hawkeye, Robert Joseph, Jeremy C. Sit, and Michael J. Brett. "*Coupled defects in one-dimensional photonic crystal films fabricated with glancing angle deposition*", Optics Express Vol. 18, N°.12 p13226(2010)
- [62] Robert D. Meade, A. Devenyi, and J. D. Joannopoulos. "*Novel applications of photonic band gap materials : Low-loss bends and high Q cavities*", Journal of Applied Physics 75, 4753 (1994)
- [63] Xiaohua Shi. "*Design, Fabrication and Characterization of One Dimensional Photonic Crystal Devices*", Thèse de doctorat,Université de Bath(2007)
- [64] A. Mekis, J.C. Chen, I. Kurland, S. Fan and J.D. Joannopoulos. "*High Transmission through sharp bends in Photonic Crystal Waveguides*", Phys. Rev. Lett. Vol. 77, p3787-3790(1996)
- [65] S.Y.Lin, et al. "*A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths*", Journal of Nature, Vol.394 (6690), p251-253(1998)

Chapitre 2

Modélisation et Méthodes de Calcul pour les Cristaux Photoniques

2.1 Introduction

De nombreuses méthodes et outils de modélisations du phénomène de propagation et de diffraction des ondes électromagnétiques, depuis plus de 60 ans renforcent les performances croissantes des moyens de calcul. Les cristaux photoniques sont des structures hautement symétriques. Il existe plusieurs méthodes pour réduire le domaine de calcul et résoudre les équations de Maxwell et de simuler les différentes propriétés physiques d'un cristal photonique.

La méthode des ondes planes (PWM)[1], d'abord utilisée, pour limiter la complexité de la modélisation numérique de cristaux photoniques, a permis sans grande puissance de calcul, de calculer des diagrammes de bandes et des modes électromagnétiques des structures périodiques. Cependant, elle suppose des hypothèses fortes, notamment sur le fait que les cristaux photoniques ainsi modélisés sont illimités dans toutes les dimensions de l'espace, ce qui n'est bien entendu pas le cas des cristaux photoniques réels qui sont limités en taille.

La méthode Ho dérivée de cette dernière (ou plane wave extension method PWE), plus légère, est couramment utilisée pour déterminer les BIP [2].

La méthode de Korringa-Kohn-Rostocker (KKR) est généralement basée sur la matrice de diffraction de la maille élémentaire, elle est nécessaire pour éliminer certaines instabilités numériques, dues au fait que la permittivité du cristal et que certaines éléments des champs électromagnétiques sont discontinues à l'interfaces des couches diélectriques de cristaux photoniques infinis. Un des gros avantages de cette méthode est qu'elle permet de déduire la densité d'états (Density of States, DOS) et la densité locale d'états, quantités importantes dans l'étude des phénomènes physiques liés aux cristaux photoniques [3, 4, 5].

Les méthodes numériques qui prennent en compte la taille finie du cristal sont nécessaires notamment pour la conception de systèmes (cavités résonantes, guides photoniques) utilisant l'effet de BIP. Ces méthodes sont par contre nécessaires pour modéliser des cristaux photoniques avec défaut. Nous pouvons distinguer deux grands

axes de modélisation des cristaux photonique finis :

La première méthode est la matrice de transfert (TMM) utilisée principalement pour calculer les coefficients de réflexion et de transmission, quand la dimension verticale du cristal est finie et ses dimensions horizontales restant infinies. Les temps de calcul pour cette méthode reste raisonnable.

La deuxième méthode qui ne prend pas en compte la périodicité du cristal photonique, est la technique des différences finies temporelles (FDTD). C'est la méthode la plus réussite actuellement grâce à sa flexibilité. Son principe est de faire une première résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel et non dans le domaine fréquentiel [6]. Cette méthode s'appuie sur la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell. Elle permet aussi d'étudier la réponse spectrale d'une structure à une source d'excitation donnée. Nous verrons par la suite plus en détail ces méthodes dans ce chapitre.

2.2 Méthode de la matrice de transfert (TMM)

La méthode théorique la plus adaptée pour l'étude des structures cristallines photoniques unidimensionnelle est la technique de la matrice de transfert (TMM) introduite par J.B. Pendry [7, 8]. Elle est souvent utilisée pour déterminer la structure de bande, les coefficients de réflexion et de transmission d'une succession de couches unidimensionnelles quelque soit l'angle d'incidence [9]. La TMM permet de réduire le domaine de calcul selon l'axe perpendiculaire à l'interface du cristal photonique. Elle permet aussi de relier les champs entre deux couches successive [10]. Dans cette méthode, la fréquence est une variable où on peut facilement calculer les vecteurs d'onde de propagation en fonction de la fréquence et de l'indice de réfraction. Nous utilisons l'équation d'onde en E pour la polarisation TE et l'équation d'onde en H pour la polarisation TM . Les deux polarisations sont découplées. On utilise la même démarche de résolution pour les deux polarisations.

Nous étudierons seulement l'équation d'onde en E :

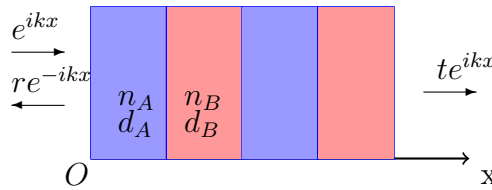


FIGURE 2.1 – Coefficient de réflexion et de transmission d'un cristal photonique à 1D.

Souvent, les champs électrique E_m et magnétique H_m dans une structure de Bragg linéaire est donnée par le produit matriciel suivant :

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} = M_1 M_2 M_3 \dots M_N \begin{pmatrix} E_m \\ H_m \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Où E_0 , H_0 sont les champs électrique et magnétique de l'air, N est le nombre total des couches et M_j est la matrice de la couche j , on obtient :

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos\delta_j & -\frac{i}{\eta_j}\sin\delta_j \\ -i\eta_j\sin\delta_j & \cos\delta_j \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Avec

$$\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda}n_j d_j \cos\theta_j \quad (2.3)$$

Où λ représente la longueur d'onde, n_j et d_j sont l'indice de réfraction et l'épaisseur de la couche j respectivement, et θ_j est l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique.

$$\cos\theta_j = \sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_j^2}\sin^2\theta_j} \quad (2.4)$$

Le paramètre η_j de la couche j est définie par :

$$\eta_j = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}n_j \cos\theta_j \quad (2.5)$$

Pour une polarisation s (mode TE) et

$$\eta_j = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}n_j \cos\theta_j \quad (2.6)$$

Pour une polarisation p (mode TM). Où ε_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité du vide, respectivement. La TMM d'un cristal photonique à une dimension est calculée par le produit matriciel M suivant :

$$M = \prod_j^N M_j = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Les coefficients de réflexion et de la transmission sont positionnées aux niveaux des interfaces extérieures de la couche et sont calculés par les équations ci-dessous :

$$r = \frac{n_0(m_{11} + m_{12}n_m) - (m_{21} + m_{22}n_m)}{n_0(m_{11} + m_{12}n_m) + (m_{21} + m_{22}n_m)} \quad (2.8)$$

et

$$t = \frac{2n_0}{n_0(m_{11} + m_{12}n_m) + (m_{21} + m_{22}n_m)} \quad (2.9)$$

Où n_0 et n_m représente les indices de réfractons de l'air et de verre, respectivement. Les facteurs de transmission T et de réflexion R sont donnée par :

$$R = |r|^2 \quad (2.10)$$

et

$$T = \frac{n_m}{n_0}|t|^2 \quad (2.11)$$

2.3 Méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes (PWM) est la méthode de référence pour le calcul des bandes interdites, la densité d'états et la distribution des champs magnétiques et électriques dans les cristaux photoniques. Elle est issue de la physique du solide. Elle est bien adaptée pour des structures périodiques de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure. Les fonctions d'ondes électroniques sont scalaires alors que les champs électromagnétiques sont par nature vectorielles. Une approximation scalaire des champs ne suffit pas pour d'écrire correctement la structure de bande. Cette méthode a subi quelques modifications pour prendre en compte la nature vectorielle des champs. C'est d'ailleurs cette dernière méthode qui a permis de prouver l'existence d'une bande interdite complète dans des structures périodiques diélectriques.

Comme $\varepsilon(\vec{r})$ est périodique $E(\vec{r})$ et $H(\vec{r})$ satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme $E(\vec{r}) = E_p(\vec{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ et $H(\vec{r}) = H_p(\vec{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$

Où les fonctions $E_p(\vec{r})$ et $H_p(\vec{r})$ possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de développer $\varepsilon(\vec{r})$, $E_p(\vec{r})$ et $H_p(\vec{r})$ en séries de Fourier :

Pour simplifier et illustrer plus clairement la méthode, on considère l'exemple le plus simple d'un cristal photonique unidimensionnel qui est un réseau de plaques d'air pénétrant un fond diélectrique. Dans ce cas, nous ne considérerons que les ondes se propageant dans la direction $+z$.

2.3.1 Techniques Analytiques

La dynamique du champ électromagnétique et ses états stationnaires sont régis généralement par les équations de Maxwell. Donc, pour une incidence normale, la figure 2.2 représente un arrangement unidimensionnel formé par deux matériaux diélectriques de période $d = d_A + d_B$. Les matériaux sont représentés par H et L avec des constantes diélectriques ε_H et ε_L respectivement. Si le champ électrique n'a pas de composante dans la direction z (direction de période ou stratification), le mode est noté TE_x ou horizontal. Si le champ magnétique n'a pas de composante dans la direction z , le mode est noté TM_x ou vertical.

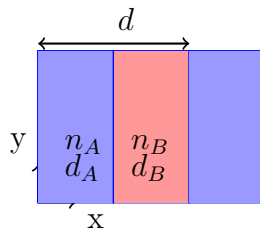


FIGURE 2.2 – cellule unitaire d'un cristal photonique à 1D constituée de deux matériaux de constantes diélectriques $n_A^2 = \varepsilon_H$ et $n_B^2 = \varepsilon_L$ respectivement.

2.3.2 Mode TE

D'après la théorie de l'état solide, le champ électrique peut être réécrit en fonction d'ondes planes périodiques dans la direction x avec la période d et k_{x_0} est la constante de propagation prescrite [11] [12] :

$$E(x, y) = \hat{z}E_p(x, y)e^{-jk_{x_0}x}e^{-jk_y y} \quad (2.12)$$

Où $E_p(x)$ est le champ électrique périodique qui se propage uniquement dans le plan xy , c'est-à-dire $k_z = 0$. Puisque le champ électrique doit satisfaire l'équation d'onde, nous appliquons maintenant l'opérateur $(\nabla_{xy}^2 + k^2)$ à $E(x, y)$ de (2.12) en notant aussi que la constante diélectrique est une fonction de x . Nous avons aussi considéré que le vecteur d'onde est complètement parallèle à l'axe des x , car c'est la direction contenant les informations géométriques de la périodicité cristal photonique.

$$(\nabla_{xy}^2 E(x, y) + k_0^2 \varepsilon_r(x) E(x, y)) = 0 \quad (2.13)$$

Pour un milieu linéaire, non magnétique et isotrope, en supposant que les couches parallèles sont infinies dans les directions y et z , l'équation (2.13) du champ $E(x, y)$ peut être simplifiée par la forme suivante [13] :

$$-\frac{d^2}{dx^2} E(x, y) + k_y^2 E(x, y) = k_0^2 \varepsilon_r(x) E(x, y) \quad (2.14)$$

Avec $k_0 = \omega/c$, ω et c sont respectivement la fréquence et la vitesse de la lumière.

On développent le champ électrique périodique $E_p(x)$ et la fonction diélectrique $\varepsilon_r(x)$ en fonction de x avec a_n et b_m sont les coefficients inconnus qui servent à représenter la dépendance à la direction y en série de Fourier comme suit :

$$E_p(x) = \sum_n a_n e^{-j\frac{2\pi n}{d}x} \quad (2.15)$$

et

$$\varepsilon_r(x) = \sum_m b_m e^{-j\frac{2\pi m}{d}x} \quad (2.16)$$

Où $\varepsilon_r(x)$ prend la valeur de $\varepsilon_H(x)$ et $\varepsilon_L(x)$ selon l'intervalle d'intégration.

En substituant les expressions (2.15) et (2.16) de Fourier dans (2.14) et en effectuant des opérations algébriques, on obtient :

$$\sum_n [(\frac{2\pi n}{d} + k_{x_0}^2)^2 + k_y^2] a_n e^{-j\frac{2\pi n}{d}x} = k_0^2 \sum_n \sum_m a_n b_m e^{-j\frac{2\pi n}{d}x} e^{-j\frac{2\pi m}{d}x} \quad (2.17)$$

Afin de déterminer les coefficients inconnus a_n et b_m , l'équation (2.17) est multipliée par une fonction orthogonale $e^{\frac{2\pi p}{d}x}$, où p est un nombre entier, et intégré sur une cellule unitaire on trouve :

$$\sum_n [(\frac{2\pi n}{d} + k_{x_0}^2)^2 + k_y^2] a_n \delta(\frac{2\pi p}{d} - \frac{2\pi n}{d}) = k_0^2 \sum_n \sum_m a_n b_m \delta(\frac{2\pi p}{d} - \frac{2\pi n}{d} - \frac{2\pi m}{d}) \quad (2.18)$$

L'équation (2.18) est facilement transformée sous la forme de matricielle suivante :

$$[(\frac{2\pi n}{d} + k_{x_0}^2)^2 + k_y^2] a_n = k_0^2 \sum_n \sum_n b_{n-m} a_n \quad (2.19)$$

Où

$$b_{n-m} = \frac{1}{d} \int_{-b/2}^{b/2} \varepsilon_L e^{-j\frac{2\pi(n-m)}{d}x} dx + \frac{1}{d} \int_{-a/2}^{a/2} \varepsilon_H e^{-j\frac{2\pi(n-m)}{d}x} dx \quad (2.20)$$

on obtient un système de valeur propre linéaire représenté par $Aw = \lambda Bw$ où A et B sont des matrices $n \times n$. La valeur λ est une valeur propre et $w \neq 0$ est le vecteur propre correspondant.

2.3.3 Mode TM

L'équation d'onde dans le cas TMx est similaire au cas TEx dans (2.12) avec une petite différence significative, donc il suffit de remplacer le champ électrique $E(x, y)$ dans (2.12) par le champ magnétique $H(x, y)$ d'où :

$$\nabla \times \left\{ \frac{1}{\varepsilon_r(x)} \times \nabla H(x, y) \right\} + k_0^2 H(x, y) = 0 \quad (2.21)$$

Cependant, l'opérateur $\nabla \times$ agit à la fois sur le champ magnétique et à la fonction diélectrique périodique. L'équation résultante doit être résolue, on représente le champ magnétique et la fonction diélectrique périodique en série de Fourier à des coefficients inconnus c_n et d_m on obtient :

$$H_p(x) = \sum_n c_n e^{-j\frac{2\pi n}{d}x} \quad (2.22)$$

et

$$\frac{1}{\varepsilon_r(x)} = \sum_m d_m e^{-j\frac{2\pi m}{d}x} \quad (2.23)$$

en effectuant des simplifications et quelques opérations de bouclage et de gradient, après substitution des expressions (2.22) et (2.23) du champ magnétique et de la fonction diélectrique dans l'équation (2.21). l'expression obtenu pour une maille élémentaire

peut être convertie en forme matricielle de valeurs propres. On obtient donc un système infini d'équations algébriques pour c_n , qui peut être écrit comme un problème de valeurs propres équivalent de (2.17) :

$$\sum_m d_{n-m} c_n \left[\left(\frac{2\pi n}{d} + k_{x_0} \right)^2 + k_y^2 - \frac{2\pi(n-m)}{d} \left(\frac{2\pi n}{d} + k_{x_0} \right) \right] = -k_0^2 c_n \quad (2.24)$$

Où

$$d_{n-m} = \frac{1}{d} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{1}{\varepsilon_L} e^{-j \frac{2\pi(n-m)}{d} x} dx + \frac{1}{d} \int_{-a/2}^{a/2} \frac{1}{\varepsilon_H} e^{-j \frac{2\pi(n-m)}{d} x} dx \quad (2.25)$$

Cela forme un problème de valeur propre ordinaire linéaire, où les entiers m et n sont tronqués symétriquement autour de zéro, représenté par l'équation $Ax = \lambda x$ où A désigne une matrice $n \times n$. Les modes de propagation dans le cas TMx sont des solutions du problème du système ordinaire de l'équation (2.24).

2.3.4 Solution matricielle

Dans l'étude des cristaux photoniques, l'intérêt ne porte pas généralement sur les formes de champ électrique ou magnétique elles-mêmes. Ce sont les valeurs propres ω^2/c^2 qui portent des informations sur l'emplacement des modes dans l'espace de moment. Dans les structures plus complexes, le diagramme des bandes est généralement construit aux limites de la zone Brillouin. Les valeurs propres résultantes de la matrice sont les carrés des fréquences des modes de propagation dans la structure. On trouve la solution des fréquences des modes de propagation dans la structure pour des valeurs spécifiques de déphasage $k_{x_0} a \in [0, 2\pi]$. Bien sûr, si un nombre infini de modes de Floquet est utilisé dans la solution, alors un nombre infini de fréquences (harmoniques spatiales) satisfera (2.19) ou (2.24). Cependant, la limitation d'une mémoire d'ordinateur finie nécessite que seul un nombre fini de fréquences puisse être trouvé pour un déphasage donné. Si les valeurs propres résultantes sont triées du plus grand au plus petit, la dernière valeur propre donne l'harmonique spatiale la plus basse qui se propage pour un déphasage donné. Des modes de propagation supplémentaires sont trouvés à partir des valeurs propres ascendantes [14].

2.3.5 Avantages de PWM

La méthode PWM est très efficace pour calculer les modes dans les structures diélectriques périodiques. Étant une méthode spatiale de Fourier, elle souffre du phénomène de Gibbs et d'une convergence lente dans certaines configurations lorsque la factorisation de Fourier rapide n'est pas utilisée. C'est la méthode de choix pour calculer la structure des bandes des cristaux photoniques. Ce n'est pas facile à comprendre au début, mais c'est facile à mettre en œuvre.

2.3.6 Inconvénients de PWM

Parfois, des grands problèmes de modes parasites apparaissent à l'échelle $O(n^3)$, où n est le nombre d'ondes planes utilisées. Ceci est à la fois long et complexe en termes de mémoire. La méthode de différence finie temporelle (FDTD) est plus simple et efficace, si

elle est implémentée correctement pour éviter ces parasites. Elle est moins efficace lorsque le contraste d'index est élevé ou lorsque des métaux sont incorporés. Elle ne peut pas être utilisée pour l'analyse de diffusion. Étant une méthode de l'espace de Fourier, le phénomène de Gibbs affecte la précision de la méthode. Ceci est particulièrement problématique pour les dispositifs à contraste diélectrique élevé.

2.4 Méthode des différences finies temporelles

L'une des approches retenues en cristaux photoniques est la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Depuis 1966, le schéma de Yee d'ordre deux est le schéma le plus utilisé pour la simulation de propagation d'ondes électromagnétiques. Cette approche est utilisée pour résoudre les équations de Maxwell en régime transitoire. Son originalité réside dans la résolution directe du système d'équation dans le domaine temporel et non dans le domaine fréquentiel; elle utilise l'outil numérique des différences finies. 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.

D'autre part, les défauts principaux de la méthode FDTD sont l'erreur due à la dispersion numérique et la modélisation de la géométrie curviligne par un maillage avec des marches d'escalier. En conséquence, la qualité des résultats est grandement détériorée et pour obtenir une précision correcte, les ressources requises dont le temps de calcul, sont beaucoup trop importantes, malgré l'augmentation de la puissance de calcul des processeurs et de la taille de mémoire [15]. Cette méthode permet également d'inclure les effets non linéaires au cœur de son algorithme.

2.5 Équations de bases de FDTD

2.5.1 FDTD linéaire

La méthode FDTD repose sur une résolution directe des équations de Maxwell sous leur forme différentielle dans le cas où le matériau est isotrope, non dispersif, non conducteurs, et non magnétiques, avec une constante diélectrique purement réelle. Ces relations s'écrivent, dans un repère cartésien (x, y, z) . Le premier système se réfère au mode TM , défini comme suit :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (2.28)$$

Le deuxième système, le mode TE , est défini par :

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (2.31)$$

Ce système d'équation(2.29),(2.30) et (2.31), passe par une discrétisation temporelle et spatiale aux différences finies selon l'algorithme de Kane Yee en 1966 [16] [17]. L'espace $2D(xz)$ est ainsi discrétisé, dans la plupart des cas, avec des pas égaux $\Delta = \Delta x = \Delta z$. L'espace temporel est aussi discrétisé avec un pas noté Δt . Les équations d'évolution des champs dans les grilles sont ainsi très simples :

$$H_z^{n+1/2}(i, j) = H_z^{n-1/2}(i, j) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta} (E_x^n(i, j+1/2) - E_x^n(i, j-1/2) - E_y^n(i+1/2, j) - E_y^n(i-1/2, j)) \quad (2.32)$$

$$E_x^n(i, j) = E_x^n(i, j) + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta} (H_z^n(i, j+1/2) - H_z^n(i, j-1/2)) \quad (2.33)$$

$$E_y^n(i, j) = E_y^n(i, j) + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta} (H_z^n(i+1/2, j) - H_z^n(i-1/2, j)) \quad (2.34)$$

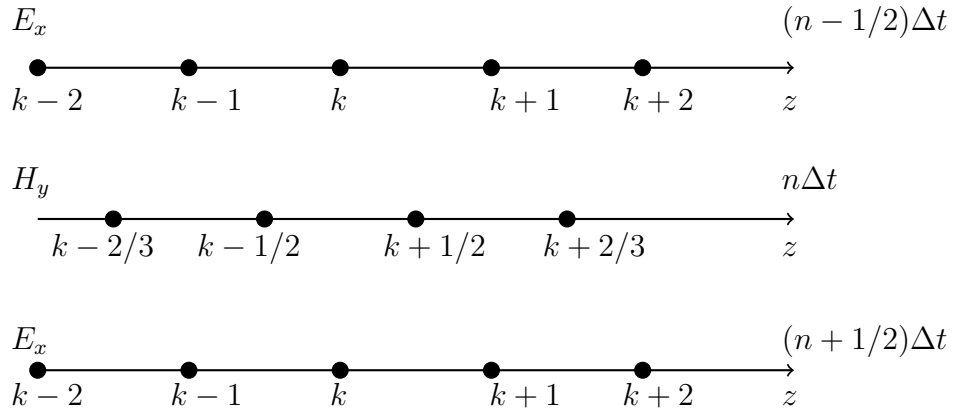


FIGURE 2.3 – schéma de Yee.

2.5.2 Conditions de stabilité

Une condition de stabilité intrinsèque de l'algorithme de Yee [17] peut être montrée si les pas temporel et spatial vérifient la relation suivante :

$$c\Delta t < \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}} \quad (2.35)$$

c est la vitesse de la lumière. Dans le cas particulier où $\Delta = \Delta x = \Delta y = \Delta$, alors la condition (2.32) sera plus simple et devient :

$$\Delta t < \frac{\Delta}{c\sqrt{2}} \quad (2.36)$$

2.6 Conclusion

Nous avons vu dans cette rapide présentation qu'il existe actuellement un certain nombre d'outils et de techniques numériques permettant de modéliser les problèmes de cristaux photoniques et de structures périodiques en général. Donc, Il faut remarquer que certaines méthodes peuvent être tout à fait complémentaires. Nous avons aussi expliqué en détail les méthodes numériques utilisées dans le cadre de ce manuscrit. Les méthodes *TMM*, *PWM* et la méthode FDTD s'avèrent être une alternative très économique pour *1D*, *2D* et *3D*. C'est pourquoi ces méthodes seront grandement employées dans plusieurs travaux, pour prédire la propagation des champs dans des structures périodiques. Il est utile d'étudier les diagrammes de dispersion, les coefficients de réflexion et de transmission des cristaux photoniques avec ou sans défauts.

Bibliographie

- [1] J. D. Joannopoulos, R. D. Meale et J. N. Winn. "*Photonic Crystals, Molding the Flow of Light*", princeton University Press, Princeton, NJ, USA (1995).
- [2] K.M. Ho, C.T. Chan et C.M. Soukoulis. "*Existence of Photonic Gap in Periodic Dielectric Structures*", Phys. Rev. Lett., 65(25), pp. 3152–3154 (1990).
- [3] A. Moroz. "*Inward and Outward Integral Equations and the KKR Method for Photons*", Journal of Physics : Condensed matter, 6 (1994).
- [4] J. Korringa "*Solution of the Schrödinger Equation in Periodic Lattices with an Application to Metallic Lithium*", Physica, 13, pp. 392 (1947).
- [5] W. Kohn et N. Rostocker N. Phys. Rev., 94, pp. 1111–1120 (1954).
- [6] K.S. Yee. "*Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media*", IEEE Trans. Antennas and Propagation, 14, pp. 302 (1966).
- [7] J. B. Pendry. "*Photonic band structures*", Journal of modern optics 41, p. 209 (1994).
- [8] J. B. Pendry "*Calculating photonic band structure*", Journal of physics : condensed matter 8, p. 1085 (1996).
- [9] P. Yeh. "*Optical Waves in Layered Media*", Wiley, New York (1988)
- [10] D. Cassagne. "*Matériaux à bandes interdites photoniques*", Ann. Phys. Fr. 23, N° 4 (1998).
- [11] K. Sakoda. "*Optical Properties of Photonic Crystals*", vol. 80, Springer Science and Business Media,(2004).
- [12] M. Skorobogatiy, J. Yang. "*Fundamentals of Photonic Crystal Guiding*", Cambridge University Press, (2009).
- [13] J. Joannopoulos, S. Johnson, J. Winn, R. Meade. "*Photonic Crystals : Molding the Flow of Light*", Princenton University Press, (2007).
- [14] J. Shumpert. "*Modeling of periodic dielectric structures (electromagnetic crystals)*", Ph.D. thesis, University of Michigan, (2001).
- [15] Nicolas Bui. "*Méthode FDTD conforme et d'ordre (2,4) pour le calcul de SER large bande de cibles complexes*", Thèse de doctorat(2016).
- [16] C. T. Chan, Q. L. Yu, K. M. Ho. "*Order N spectral method for electromagnetic waves*", Physical Review B 51, (1995).
- [17] K. S. Yee. "*Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media*", IEEE Trans. Antennas Propagation, Vol. 14,(1966).

- [18] L. Dekkiche, R. Naoum, H. Hamam. "*A Novel All Optical AND Logic Gate Based on Nonlinear Photonic Crystal*", journal of Sensor Letters, Vol.9, pp1-3, (2011)

Chapitre 3

Optique Non linéaire et Cristaux Photoniques

3.1 Introduction

L'optique non linéaire est un vaste sujet qui a été étudié de façon intensive. D'une manière générale, L'optique est la branche de la physique qui traite l'interaction de la lumière avec la matière, cette interaction ne dépend pas de l'intensité de l'onde électromagnétique, d'où le concept de l'optique linéaire. Si l'intensité de la lumière est importante, un nouveau domaine d'interaction avec la matière se produit suite à la modification des propriétés optiques du matériau par la présence de lumière (création d'une polarisation p), c'est l'optique non-linéaire. Donc l'optique non linéaire regroupe l'ensemble des phénomènes optiques présentant une réponse non linéaire par rapport à ce champ électrique [1]. Les premières études d'optique non-linéaire ont suivi la découverte des lasers à partir années 60 [2, 3, 4] et les premières observations de Franken et al. des effet non-linéaires de génération de seconde harmonique [5].

Le but de ce chapitre est d'exposer les notions de base de l'optique non-linéaire, en particulier, les propriétés d'interactions non-linéaires du troisième ordre. Ces informations seront nécessaires à la compréhension de la suite du manuscrit afin d'atteindre nos objectifs.

3.2 Optiques non-linéaires

3.2.1 Expérience de Franken

Les premières études d'optique non-linéaire ont suivi la découverte des lasers à partir années soixante [2, 3, 4]. Franken et al. sont les premiers à réaliser une expérience de génération de seconde harmonique à 2ω à partir d'un faisceau laser de fréquence ω , à l'aide d'une lame de quartz éclairée par un laser à rubis à une longueur d'onde de $694.3nm$ [5, 6]. Ils observèrent la création d'un faisceau de lumière UV à $347.1nm$. Le faisceau transmis par le cristal non linéaire était dispersé à l'aide d'un prisme afin d'isoler la composante à 2ω . Une plaque photographique était utilisée pour la détection.

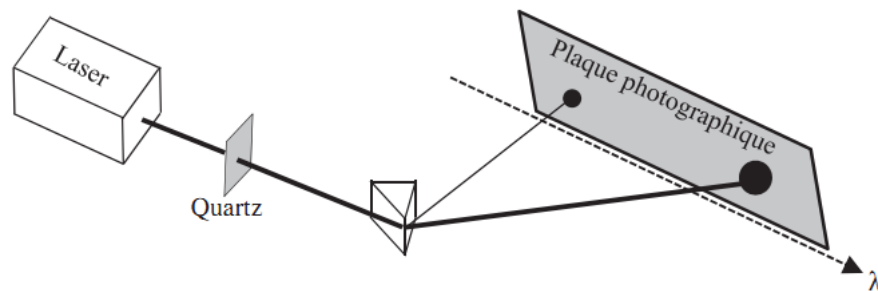


FIGURE 3.1 – Première observation du phénomène de doublage de fréquence [5].

L'optique non linéaire est un domaine toujours aussi vivant. Le champ de ses applications est aussi large que la diversité de ses phénomènes, et ses répercussions sont aussi grandes en recherche fondamentale que dans le monde industriel. Les effets non linéaires sont à la base même du fonctionnement des lasers.

3.3 Polarisation et susceptibilité de la matière :

3.3.1 Définitions

Un système linéaire, est celui qui peut acquérir une réaction proportionnelle à son influence extérieure et dispose d'une propriété bien connue, à savoir si des influences sont appliquées simultanément, la réponse produite est la somme des réponses qui seraient produites si les influences étaient appliquées séparément, d'où le théorème de superposition. Par contre, pour un système non linéaire, la réponse n'est pas strictement proportionnelle à son influence; un transfert d'énergie d'une influence à une autre peut survenir [7].

Pour éclaircir l'origine de la non linéarité optique dans les matériaux [8], on commence par décrire l'effet de champ électrique \vec{E} appliqué sur un matériau conducteur constitué de charges positives (ions, noyaux) et de charges négatives (électrons), par la force de Lorentz. Les charges se déplacent à travers le matériau suivant la direction du champ appliqué, les électrons donnant lieu à un courant électrique. Les ions positifs ayant une masse considérablement supérieure à celle des électrons, on peut considérer que seuls les électrons sont en mouvement. On obtient un libre déplacement des charges électriques sur tout le volume du matériau. Dans le cas d'un diélectrique, les particules chargées sont liées fortement les unes aux autres, et leurs liens conservent une certaine élasticité. Donc, en présence de champ électrique \vec{E} , ces charges oscillent légèrement autour de leurs positions initiales à la fréquence d'excitation. Ces petits déplacements se traduisent par l'apparition de dipôles électriques induits dans la matière (Figure 3.2), ou autrement dit, par l'apparition d'une polarisation induite dite macroscopique (P). Cette grandeur physique macroscopique est très importante dans l'étude des propriétés des matériaux isolants.

Elle désigne la densité de dipôles électriques $\vec{\mu}$. Son unité dans le système international est le *Coulomb/m²* :

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i \quad (3.1)$$

Les moments dipolaires $\vec{\mu}_i$ caractérisent quant à eux des dipôles électriques. Dans l'exemple d'un noyau (de charge $+q$) et d'un électron (charge $-q$) distants de r (Figure 3.3), le moment dipolaire $\vec{\mu}$ s'écrit :

$$\vec{\mu} = q \vec{r} \quad (3.2)$$

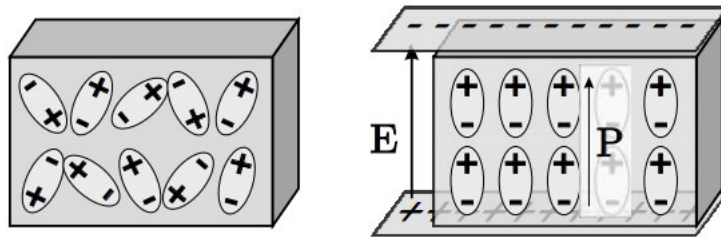


FIGURE 3.2 – Polarisation induite dans un matériau [9].

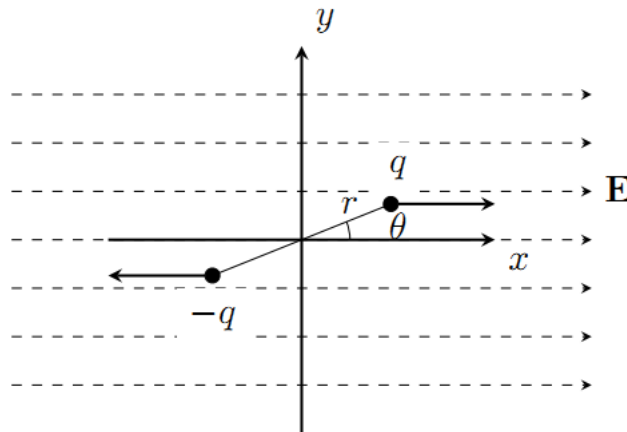


FIGURE 3.3 – Un dipôle dans un champ électrique appliqué. Le dipôle est défini par une charge $+q$ en position $(r \cos \theta + r \sin \theta)$ et une charge $-q$ en position $(-r \cos \theta - r \sin \theta)$ [9].

Ce concept a été introduit par Faraday alors qu'il étudiait le comportement des isolants électriques dans des champs électrostatiques [10]. Un tel champ électrique (environ 10^{10}V/m) est comparable aux champs internes des atomes et molécules responsables de la liaison des électrons de valence. Dans l'interaction d'un laser avec un diélectrique, les charges du milieu vont avoir tendance à s'écartier de plus en plus de leurs positions d'équilibre. On peut décrire une telle situation à l'aide d'un modèle où l'électron est relié à une masse fixe par l'intermédiaire d'un ressort (Figure 3.4) [11].

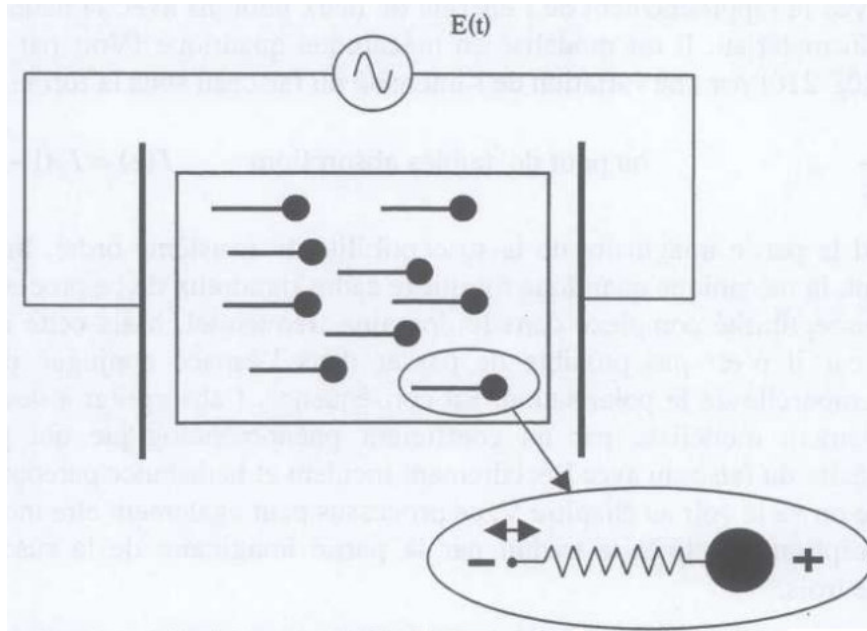


FIGURE 3.4 – Représentation schématique du déplacement des particules chargées dans un milieu diélectrique soumis à un champ électrique de fréquence ω [11].

La réponse d'un matériau à un champ électrique \vec{E} donne lieu à une polarisation induite \vec{P} qui peut être considérée comme étant soit linéaire ou non linéaire (Figure 3.5). Lorsque le champ électrique est suffisamment faible, la polarisation apparaît essentiellement comme une fonction linéaire (sinusoïdale) de \vec{E} (Figure 3.6). Toutefois, à plus fortes valeurs du champ, la polarisation présente une forme distordue (non sinusoïdale) dont l'analyse spectrale fait apparaître plusieurs harmoniques de fréquence ω .

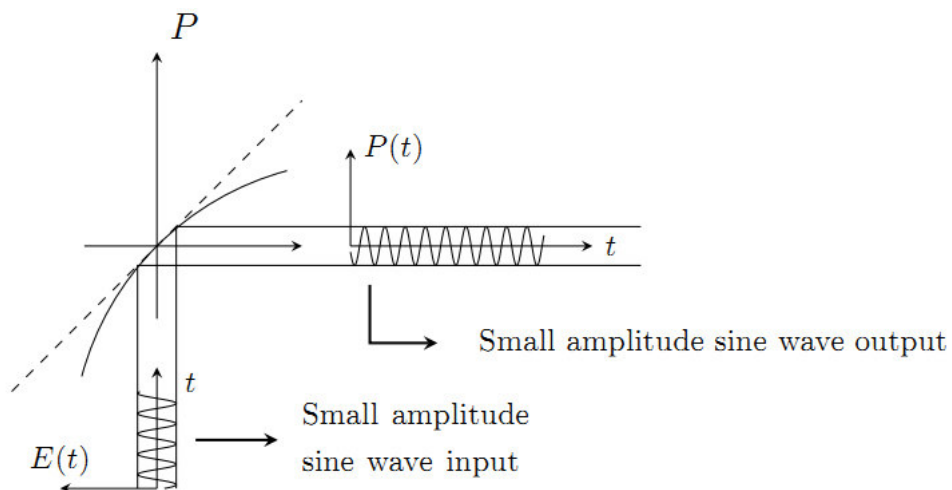


FIGURE 3.5 – Polarisation linéaire[9].

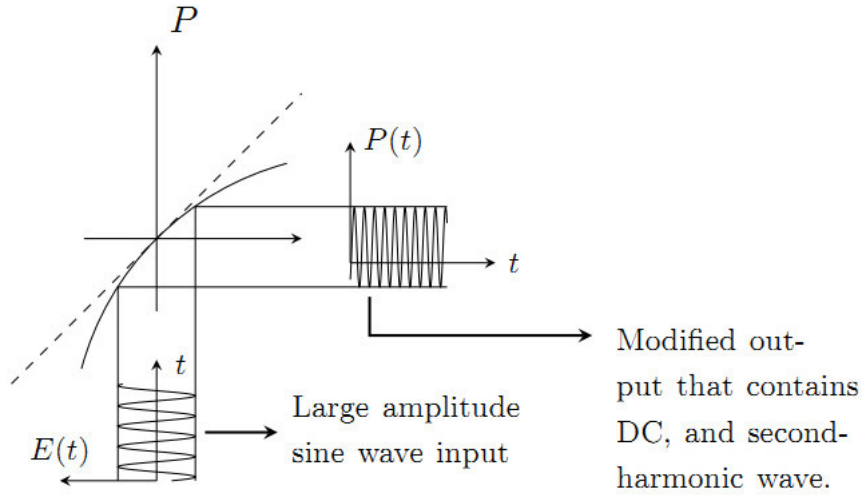


FIGURE 3.6 – Polarisation non linéaire [9].

3.3.2 Polarisation linéaire

Dans un milieu diélectrique soumis à un champ électrique suffisamment faible. Le déplacement électrique \vec{D} et le champ électrique \vec{E} sont reliés par la relation constitutive :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_L \quad (3.3)$$

Où $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \times 10^9 F/m$ est la permittivité diélectrique du vide et \vec{P}_L est la polarisation électrique linéaire. Cette polarisation linéaire du milieu diélectrique est caractérisée par la susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ d'ordre 1 qui relie la densité de dipôles électriques par unité de volume créé par le champ électrique à ce même champ électrique. sa partie imaginaire décrit les pertes dans le milieu. On décrit cette dépendance dans l'espace et le temps par la relation :

$$\vec{P}_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \quad (3.4)$$

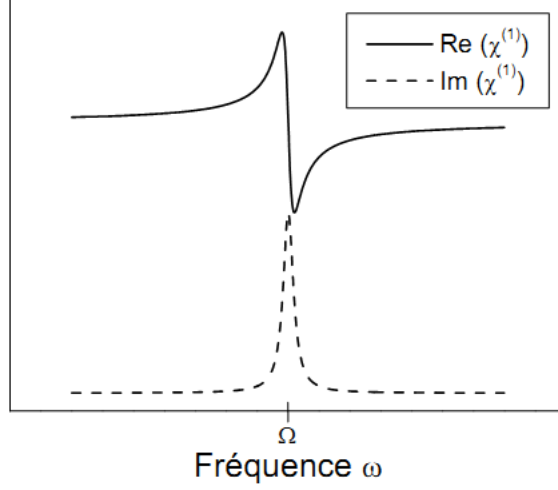


FIGURE 3.7 – Variation de la partie réelle et imaginaire de la susceptibilité linéaire en fonction de la fréquence de l'onde électromagnétique autour de la fréquence de résonance [36].

Les parties réelles et imaginaires de la susceptibilité linéaire d'ordre 1 dépend de la fréquence (Figure 3.7) et sont aussi liées à l'indice de réfraction et au coefficient d'atténuation par les relations suivantes [17] :

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}\{1 + \chi^{(1)}(\omega)\} \quad (3.5)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{n(\omega)c} \text{Im}\{\chi^{(1)}(\omega)\} \quad (3.6)$$

Pour un milieu anisotrope, l'équation 3.4 est un tenseur ayant $3 \times 3 = 9$ éléments, peut être exprimé en forme matricielle comme suit :

$$\begin{pmatrix} P_x(\omega) \\ P_y(\omega) \\ P_z(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx}^{(1)}(\omega) & \chi_{xy}^{(1)}(\omega) & \chi_{xz}^{(1)}(\omega) \\ \chi_{yx}^{(1)}(\omega) & \chi_{yy}^{(1)}(\omega) & \chi_{yz}^{(1)}(\omega) \\ \chi_{zx}^{(1)}(\omega) & \chi_{zy}^{(1)}(\omega) & \chi_{zz}^{(1)}(\omega) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x(\omega) \\ E_y(\omega) \\ E_z(\omega) \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Ici, P_i , E_i etc., sont les composantes des vecteurs \vec{P}_L et \vec{E} en coordonnées cartésiennes, respectivement. De plus, l'équation 3.7 peut être également réécrite de manière équivalente sous forme de sommation :

$$P_j^{(1)}(\omega) = \varepsilon_0 \sum_j \chi_{ij}^{(1)}(\omega) E_j(\omega) \quad (3.8)$$

3.3.3 Polarisation non linéaire

Quand l'intensité du champ électrique E appliqué au milieu diélectrique est forte (de l'ordre du champ inter-atomique), l'approximation linéaire précédente de la polarisation n'est plus valable, donc il est nécessaire de tenir compte d'autres termes dite non linéaires. Par décomposition de la polarisation en série de Taylor en ordre supérieur on obtient l'expression du vecteur de déplacement sous la forme suivante :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \quad (3.9)$$

d'Où

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots) \quad (3.10)$$

La polarisation s'écrit sous la forme :

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \quad (3.11)$$

avec

$$\vec{P}_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \quad (3.12)$$

et

$$\vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 (\chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots) \quad (3.13)$$

Le premier terme \vec{P}_L représente les propriétés optiques linéaires, tandis que le deuxième terme \vec{P}_{NL} décrit les propriétés optiques non-linéaires.

Où $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ sont les susceptibilités du second et troisième ordre respectivement, et sont à l'origine de nombreux phénomènes et deviennent de plus en plus faibles lorsque l'ordre augmente.

La susceptibilité non linéaire $\chi^{(3)}$ est l'élément le plus important de la non-linéarité car responsable de plusieurs phénomènes optiques, qu'on peut diviser en deux catégories. Les effets élastiques et les effets inélastiques [17, 13]. Pour les effets élastiques il n'y a aucun échange d'énergie entre le faisceau laser et le matériau dans lequel il se propage (tel que l'effet Kerr). Par contre dans les effets inélastiques (nommés en général diffusion) il y a un échange d'énergie entre le champ optique et le matériau, qui représente un nombre complexe et qui peut s'écrire sous forme :

$$\chi^{(3)} = \chi'^{(3)} + i\chi''^{(3)} \quad (3.14)$$

La partie réelle de cette susceptibilité non linéaire $\chi'^{(3)}$ est plus connue sous le nom d'indice non linéaire car elle est responsable des variations non linéaires de l'indice de réfraction. Elle intervient dans de nombreux effets, comme l'effet Kerr optique (OKE Optical Kerr Effect), d'où l'autofocalisation (self-focusing) ou la bistabilité. Cette partie réelle est reliée à l'indice de réfraction non linéaire $n_2(\omega)$ par la relation :

$$\chi'^{(3)} = n_0(\omega) c^2 \gamma; \gamma = \frac{4\varepsilon_0 n_2(\omega)}{3} \quad (3.15)$$

Où $n_0(\omega)$ représente l'indice linéaire de réfraction du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide.

La partie imaginaire de la susceptibilité du troisième ordre correspond aux processus des transferts d'énergie et liée aux phénomènes d'absorption non linéaire, c'est l'absorption à deux photons (TPA Two Photon Absorption). Le coefficient de l'absorption non linéaire β est relié à cette partie imaginaire par la relation suivante :

$$\chi''^{(3)} = a\beta \quad (3.16)$$

Où ω représente la pulsation de l'onde incidente [14]. On peut aussi citer d'autres phénomènes, par exemple, Génération de troisième harmonique (THG Third Harmonic Generation), Mélange à quatre ondes non dégénérées (FWM Four Wave Mixing), et Diffusion Raman, diffusion Brillouin (RS Raman Scattering).

3.3.4 Unités

Les interactions non linéaires sont décrites en utilisant une variété de systèmes d'unités. Les deux plus courants sont le *SI* et le gaussien (*cgs*). Chaque système a ses avantages. Les formules écrites en unités *SI* sont particulièrement utiles lorsque vous travaillez avec des valeurs mesurées expérimentalement. Il est utile de relier les valeurs *SI* et *cgs* de certaines propriétés des matériaux :

$$\chi_{SI}^{(1)} = 4\pi\chi_{Gaussian}^{(1)} \quad (3.17)$$

$$\chi_{SI}^{(2)} = \frac{4\pi}{3 \times 10^4} \chi_{Gaussian}^{(2)} \quad (3.18)$$

$$\chi_{SI}^{(3)} = \frac{4\pi}{(3 \times 10^4)^2} \chi_{Gaussian}^{(3)} \quad (3.19)$$

3.4 Effet de la localisation sur polarisation

Il est très important, dès que l'on s'intéresse à des effets non linéaires dans des structures à fort confinement, de remarquer que toutes les équations présentées précédemment ne sont vraies que si elles sont exprimées en fonction des champs électriques effectivement présents à l'intérieur du matériau. Ceci devient très important notamment lors de l'étude des structures où la localisation de la lumière devient importante. En effet, le champ effectivement présent dans le matériau est alors exalté et on ne peut plus décrire la non linéarité à partir des champs mesurés en dehors du matériau. De plus, la plupart des mesures de la susceptibilité non linéaires se font sur des matériaux massifs (non structurés) et ceux-ci diffèrent largement des susceptibilités effectives mesurées dans des composants structurés. Ceci provient notamment du fait que le champ dit local dans la structure est plus fort que le champ mesuré à partir du matériau massif. Dans le régime non-linéaire, l'expression du champ local est toujours valable.

$$E_{loc} = E + \frac{P}{3\varepsilon_0} \quad (3.20)$$

Toute fois, la polarisation totale est la somme d'un terme linéaire et d'un terme non-linéaire, si bien que :

$$P = P_L + P_{NL} \quad (3.21)$$

avec

$$P_L = N\alpha E_{loc} = N\alpha \left(E + \frac{P_L}{3\varepsilon_0} + \frac{P_{NL}}{3\varepsilon_0} \right) \quad (3.22)$$

Où N est le nombre d'unités polarisables et α est la polarisabilité. On résout cette dernière équation pour P_L et on introduit la susceptibilité effective, ce qui fournit :

$$P_L = N\alpha E_{loc} = \varepsilon_0 \chi_{eff} \left(E + \frac{P_{NL}}{3\varepsilon_0} \right) \quad (3.23)$$

avec

$$\chi_{eff} = \frac{N\alpha}{\varepsilon_0 \left(1 - \frac{N\alpha}{3\varepsilon_0} \right)} \quad (3.24)$$

La relation est connue sous le nom de relation de Clausius -Mosotti.

Considérons maintenant, l'induction électrique $D = \varepsilon_0 E + P_L + P_{NL}$. En substituant la polarisation linéaire par son expression (3.23) on obtient :

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon_{eff} E + f P_{NL} \quad (3.25)$$

avec

$$f = 1 + \frac{\chi_{eff}}{3} \quad (3.26)$$

Autrement dit, on s'aperçoit ici que le second terme dans l'expression de l'induction électrique n'est pas seulement la polarisation non-linéaire P_{NLS} mais $f P_{NL}$. Ceci signifie que dans l'équation de propagation non-linéaire, c'est le terme $f P_{NL}$ qui devient un terme source non-linéaire pour le champ électrique. Ce terme est d'ailleurs aussi appelé polarisation non linéaire source ($P_{NLS} = f P_{NL}$) [20].

3.5 Susceptibilité non linéaire du troisième ordre

Dans le cas des matériaux centro-symétriques (les matériaux centro-symétriques ne démontrent pas des réponses d'ordres pairs (Figure 3.8)), il n'existe pas de non-linéarité du second ordre et par conséquent, le premier effet non-linéaire observable est la non-linéarité du troisième ordre ce qui montre que les effets non-linéaires dépendent de la force du champ électrique, ou certains processus du troisième ordre obéissent automatiquement à l'accord de phase. Dans ce cas, l'effet de la non-linéarité optique pourra se cumuler sur de très grandes distances [1].

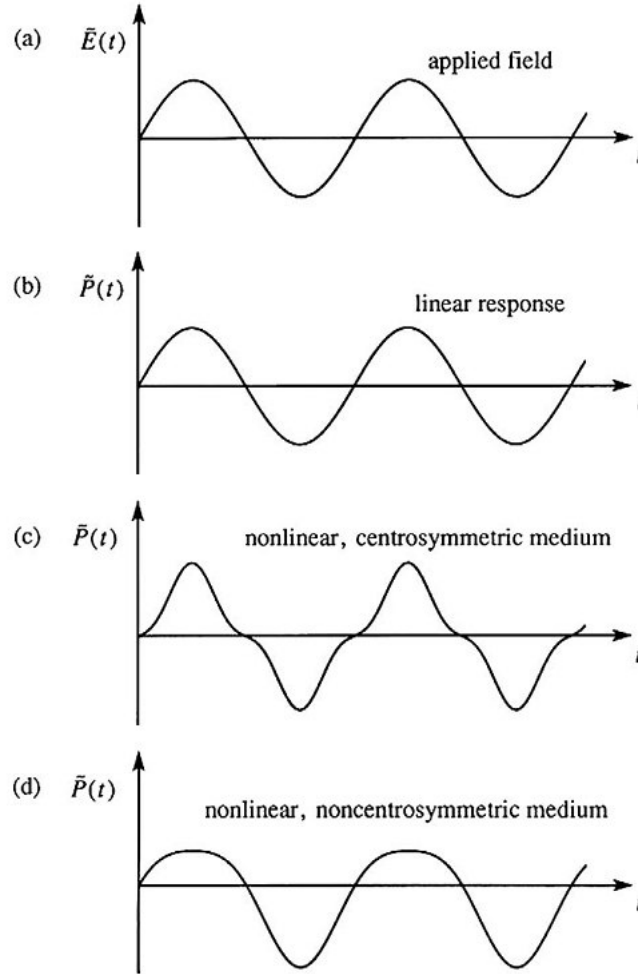


FIGURE 3.8 – Polarisation induite $P(t)$ par un champ électromagnétique $E(t)$, (b) milieu linéaire, (c) non linéaire centro-symétrique, (d) non linéaire non centro-symétrique.

3.6 Effet Kerr optique

L'effet Kerr optique est un phénomène de biréfringence causé par la polarisation électronique et nucléaire des molécules sous l'effet de la lumière, (c'est-à-dire que l'indice de réfraction dépend de la direction de propagation et de la polarisation de l'onde incidente) découvert en 1875 par le physicien écossais John Kerr [16, 17, 18]. Il caractérise un matériau ayant une susceptibilité non linéaire de troisième ordre de la forme $\chi^{(3)}(-\omega, \omega, -\omega, \omega)$ purement réelle $Re\chi^{(3)}$. La figure 3.9 montre le diagramme quantique associé à l'effet Kerr optique. Deux photons lasers sont absorbés et deux autres émis laissant l'énergie du milieu non linéaire inchangée [8].

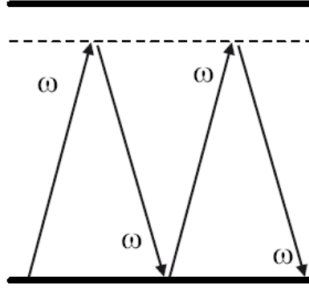


FIGURE 3.9 – Diagramme de l'effet Kerr optique [37].

C'est un processus impliquant une seule onde intense et confère à certains matériaux. La propriété de posséder un indice de réfraction, dépend aussi du carré de l'intensité optique $|E|^2$ [19]. L'indice de réfraction s'écrit alors :

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_2(\omega)|E|^2 \quad (3.27)$$

Où $n_0(\omega)$ est l'indice de réfraction linéaire du matériau, $n_2(\omega)$ est le coefficient Kerr et $|E|^2 = I(\omega)$ est l'intensité de la lumière [20]. Donc l'équation (3.27) devient :

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_2(\omega)I(\omega) \quad (3.28)$$

L'indice de Kerr est lié à la susceptibilité non linéaire d'ordre 3 par la relation :

$$n_2(\omega) = \frac{3}{4\varepsilon_0 n_0(\omega) c^2} \text{Re}[\chi^{(3)}] \quad (3.29)$$

La mesure de cet indice est plus difficile mais plusieurs méthodes existent telle que la méthode expérimentale appelée Z-scan[21]. Cette méthode consiste à translater l'échantillon à étudier près du point focal d'un faisceau laser et à mesurer la transmission avec un iris en fonction du déplacement longitudinal de l'échantillon. Le tableau suivant référence les valeurs mesurées pour la silice, le silicium et l'air [22].

Milieu	$n_2(\omega)m^2/w$
Silice	$3.2 \times 10^{-20}(1064nm)$
Silicium	$2.7 \times 10^{-18}(1300nm)$
Air	$2.9 \times 10^{-23}(800nm)$

TABLE 3.1 – Indice optique non-linéaire pour différents matériaux [22].

Lorsqu'une onde avec un profil spatial transverse non uniforme traverse un milieu non-linéaire, l'effet Kerr va être modulé par le profil d'intensité de l'onde. Lorsque $n_2(\omega)$ est positif, cette distribution d'intensité va créer un effet de lentille convergente dans le matériau, conduisant à une auto-focalisation du faisceau [23]. L'effet Kerr est responsable de l'auto-modulation de phase de l'impulsion mais aussi de l'auto-focalisation spatiale de celle-ci (effet de lentille de Kerr).

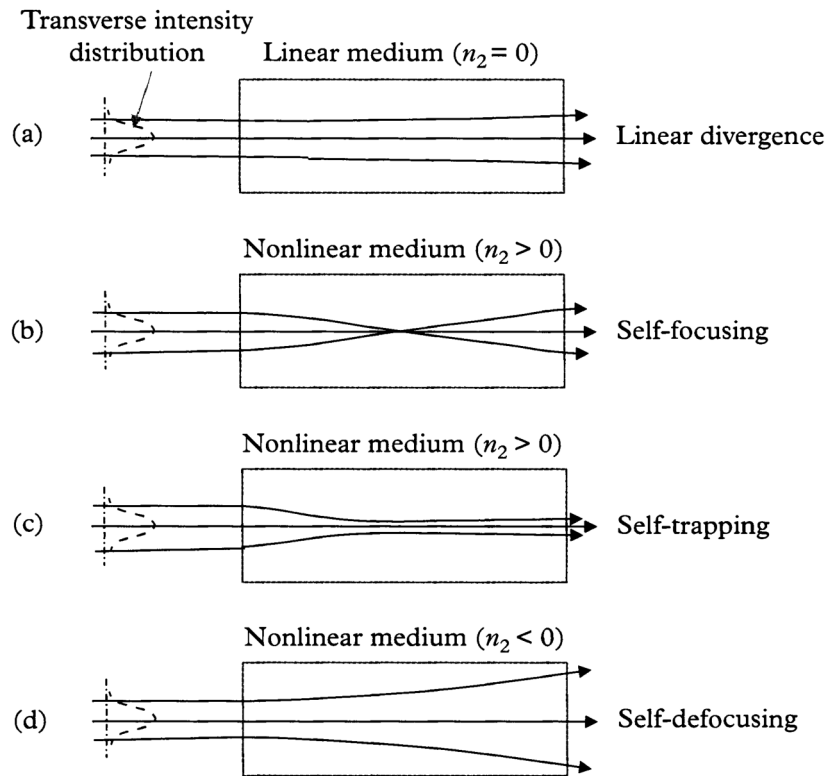


FIGURE 3.10 – Effet Kerr.

3.7 Cristaux photoniques non-linéaires

Les cristaux photoniques peuvent être aussi exploités pour exalter les effets non linéaires du troisième ordre et peuvent donner une autre vision de contrôler la lumière par la lumière dans les circuits photoniques à l'échelle microscopique et à améliorer les champs lumineux dans de nouvelles géométries uniques, l'analogie des circuits intégrés électroniques actuels où les électrons contrôlent les électrons. Ces circuits micros photoniques d'optiques intégrés pourraient occuper une place dans les systèmes de communications optiques, les interconnexions optiques et le traitement optique. De nombreux travaux théoriques ont été effectués sur les effets non-linéaires dans les cristaux photoniques.

Par exemple, des impulsions lumineuses non linéaires se propageant dans des cristaux photoniques peuvent former des impulsions de type soliton [24, 25, 26, 27] qui se propagent sans changement de forme d'impulsion à des vitesses pouvant varier entre zéro et la vitesse de la lumière dans le matériau. Un autre exemple d'un nouveau phénomène se trouve dans les réseaux de guides d'ondes couplés qui supportent des solitons "discrets" [28]. Dans le régime d'intensité linéaire, la lumière se répandra rapidement dans tout le réseau de guides d'ondes, tandis que dans le régime non linéaire à haute intensité, elle reste concentrée dans un soliton discret localisé dans une gamme étroite de guides d'ondes ou un seul guide d'ondes. les phénomènes de Bistabilité et multistabilités sont aussi existes.

3.7.1 Bistabilité optique

Le principe de la bistabilité repose sur la dépendance de l'indice de réfraction avec l'intensité du signal intra-cavité qui a été représentée dans l'équation(3.28) [29]. Une des approches pour réaliser une bistabilité optique consiste à utiliser les grandes non linéarités du troisième ordre dans les structures périodiques 1D appelé cavités optiques.

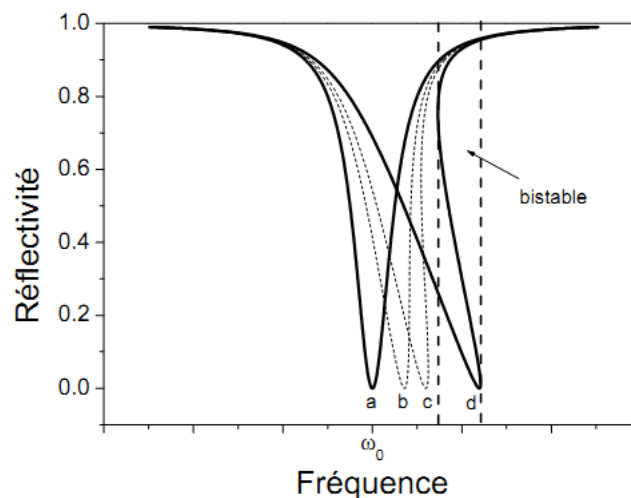


FIGURE 3.11 – Spectre de réflectivité d'une cavité Fabry-Perot calculée pour quatre intensités de signal incident différentes. (a) Réflectivité linéaire. (b) $I = I_0$. (c) $I = 1.7I_0$. (d) $I = 3I_0$ [36].

3.7.2 Soliton Optique

En effet, toute impulsion ou paquet d'ondes a une tendance naturelle à s'étaler dans l'espace où dans le temps durant sa propagation dans un milieu, appelé « soliton ». ce phénomène a été observé depuis longtemps par John Scott Russell[31]. En optique, une onde localisée dans l'espace où dans le temps peut subir un étalement, soit de son enveloppe temporelle ou bien de ses dimensions spatiales ou même des deux simultanément. Pour une impulsion temporelle, l'étalement est dû à la dispersion chromatique, par contre l'étalement d'une impulsion spatiale est dû à la diffraction. En régime non linéaire, les effets non linéaires jouent un rôle principal dans la compensation de ces étalements et donnent lieu ainsi à l'apparition des solitons.

Un soliton optique [17] est la compensation auto-induite de ces étalements. Le soliton optique a été découvert théoriquement par Hasegawa et Tappert en 1973 [32], puis son observation expérimentale en 1980 à été démontrée par Mollenauer et al. [33]. Dans ce concept, il en résulte trois types de soliton optique : les solitons temporels, les solitons spatiaux et les solitons spatiaux temporels ou bille de lumière.

3.7.3 Soliton Spatial

Malgré leur potentiel réel pour les applications, la recherche sur les solitons spatiaux est restée beaucoup plus fondamentale que celles de leurs cousins temporels. Cela se traduit par une diversité de phénomènes physiques mis en jeu et donc par une richesse des phénomènes observés potentiellement applicables. Avant de concevoir des systèmes commerciaux utilisant les solitons spatiaux, il est évident qu'une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu dans les propagations solitons est indispensable, d'où des recherches, d'une manière générale, plus fondamentales. La propagation de soliton peut survenir dans de multiples domaines de la physique. La recherche sur les solitons optiques, facile à mettre en œuvre, est donc d'autant plus précieuse qu'elle permet d'extrapoler les résultats obtenus à une meilleure compréhension de la physique non linéaire. Les solitons spatiaux correspondent à des faisceaux optiques dont la diffraction naturelle a été exactement compensée par l'effet non linéaire du milieu de propagation sensible à l'intensité. L'effet de lentille induit optiquement par la modification de l'indice va permettre l'auto-focalisation du faisceau durant sa propagation. Lorsque l'auto-focalisation contrebalancera exactement l'élargissement du faisceau dû à la diffraction naturelle, l'observation d'un soliton spatial sera possible.

3.7.4 Solitons de Bragg(gap soliton)

Le soliton Bragg est formé par la superposition de deux ondes de fréquences différentes, onde progressive et l'autre régressive, permettant la formation d'impulsion solitonique (Gap soliton), qui peuvent se propager sans déformation dans la bande photonique interdite (PBG). Les solitons de Bragg sont aussi réalisés par un contre balance entre les effets de dispersion dans le réseau de Bragg et les effets non linéaire de type Kerr [35].

3.8 Conclusion

Nous avons exposé brièvement au cours de ce chapitre les différentes approches rapportées dans la littérature portant sur les phénomènes de l'optique non linéaire en introduisant la notion de polarisation induite, susceptibilité non linéaire et indice de réfraction non linéaire, ainsi que l'origine physique de la non linéarité. Cela nous a ramené à l'étude de la propagation non linéaire qui génère du phénomène dû aux non linéarités du matériau.

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux propriétés particulières de la susceptibilité non linéaire du troisième ordre qui sera utilisé dans les chapitres qui suivent. Parmi eux, l'effet Kerr. Cet effet présente un grand intérêt en termes d'applications aux cristaux photoniques et permet de contrôler la lumière par la lumière. En particulier, les propriétés d'interactions non-linéaires du troisième ordre sont à priori d'amplitude plus faible que ceux du deuxième ordre mais jouent cependant un rôle très important en optique non linéaire pour deux raisons. La première, pour le cas des matériaux centro-symétriques, nous avons vu qu'il n'existait pas de non-linéarité du second ordre et par conséquent, la non linéarité du troisième ordre correspond au premier effet non-linéaire observable. La seconde raison est que, contrairement aux phénomènes du second ordre, certains processus du troisième ordre obéissent automatiquement à l'accord de phase. Dans ce cas, l'effet de la non-linéarité optique pourra se cumuler sur de très grandes distances. Nous avons montré aussi que la dépendance de la polarisation non linéaire avec l'intensité du champ électrique peut conduire à une variation de l'indice de réfraction.

Bibliographie

- [1] Galaup, Jean-Pierre. "*Optique non linéaire*". Programme PREPA Mastère "Optique et Photonique, Lasers et Applications", Cours, 113p (2005).
- [2] Y. Sheng. "*The Principles of Nonlinear Optics*". Wiley-Interscience, New York, NY, USA, (1984).
- [3] R. Boyd. "*Nonlinear optics*". Academic press, INC, San Diego, Calif.,(1992).
- [4] R. Sutherland. "*Handbook of Nonlinear Optics*". vol. 2nd Edition. Marcel Dekker, NewYork,(2003)
- [5] P.Franken, A. Hill, C. Peters, and G.Weinreich. "*Generation of optical harmonics*". Phys.Rev.Lett, Vol. 7, pp. 118–119, (1961).
- [6] N. Bloemberger. "*Nonlinear Optics*". Benjamin, Reading, New York, (1965).
- [7] R.W. Eason and A. Miller. "*Nonlinear Optics in Signal Processing*". Chapman & Hall, London, (1992).
- [8] J.Y. Courtois. "*Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales*". Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Cours, p.89, (1996).
- [9] Karsten Rottwitt and Peter Tidemand-Lichtenberg. "*Nonlinear Optics Principles and Applications*". Taylor & Francis Group,(2015).
- [10] Nabil BERKAINE. "*Propriétés optiques non linéaires de composés métastables du système $TeO_2Bi_2O_3$: apports de la chimie quantique*". Thèse doctorat, Université de Limoges, N° 37(2009).
- [11] Stephane SANTRAN. "*Caractérisation non linéaire de composants optiques d'une chaîne laser de forte puissance*". Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1,N° 2342(2000).
- [12] G. P.Agrawal. "*Nonlinear Fiber Optics*". 3rd edition. Academic Press, San Diego, (2001).
- [13] G.P. Agrawal. "*Nonlinear fiber optics*". Academic Press, (1995).
- [14] Hasnaa El Ouazzani. "*Propriétés optiques non linéaires du deuxième et troisième ordre de nouveaux systèmes organiques conjugués de type push-pull*". Thèse de doctorat, Université d'Angers, N° 1236 (2012).
- [15] Alexandre Baron. "*Optique Non-Linéaire dans les structures semi-conductrices à fort confinement du champ*". Université Paris Sud, (2010).
- [16] N.J. Harrison, B.R. Jennings. "*Laser-Induced Kerr Constants for Pure Liquids*". Journal of Physical and Chemical Reference Data, Vol. 21(1), pp.157-163, (1992).
- [17] Agrawal G. P. "*Nonlinear Fiber Optics*". 3rd ed. Academic Press, San Diego, (2001).

- [18] Agrawal G. P "*Fibre-optic communication system*". 3rd edition., John Wiley & Sons, Inc, (2002).
- [19] Wolfgang Demtroder. "*Lasers spectroscopy : Basic concepts and instrumentation*". second enlarged edition, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, p.614, (1996).
- [20] Alexandre Baron. "*Optique Non-Linéaire dans les structures semi-conductrices à fort confinement du champ*". Thèse de Doctorat, Université Paris Sud-Paris XI, N°00573319, (2010).
- [21] M. Sheik-Bahae, A. Said, T. Wei, D. Hagan, and E. V. Stryland. "*Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam*". Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 26, pp. 760-769,(1990).
- [22] Adèle MORISSET. "*Interaction laser-silicium et transport fibré pour le test de circuit intégré par stimulation photoélectrique non-linéaire*". Thèse doctorat, Université Bordeaux 1, N°4792, (2013).
- [23] Charles CAER. "*Cristaux photoniques à fente : vers une photonique silicium hybride à exaltation localisée du champ électromagnétique*". Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, N°2013PA112146 (2013).
- [24] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen and J.P. Gordon. Phys. Rev. Lett. 45, 1095 (1980).
- [25] B.J. Eggleton, R.E. Slusher, C.M. de Sterke, P.A. Krug and J.E. Sipe Phys. Rev. Lett. 76, 1627 (1996).
- [26] D. Taverner, N.G.R Broderick, D.J. Richardson, R.I. Laming, and M. Ibsen. Opt. Lett. 23, 328 (1998).
- [27] N.G.R Broderick, D.J. Richardson, and M. Ibsen Opt. Lett. 25, 536 (2000).
- [28] D.N. Christodoulides and R.I. Joseph. Opt. Lett. 13, 794 (1988).
- [29] H.M.Gibbs. "*Optical bistability : controlling light with light*". Academic, New York (1985).
- [30] Fabrice Raineri. "*Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semi-conducteurs III-V*". Thèse de doctorat, Université Paris Sud, (2004).
- [31] J. S. Russell. "*Report on waves "Report of the fourteenth meeting of the british association for advancement of science"*". Londres, 311-390, Plates XLVII-LVII(1844).
- [32] A.Hasegawa and F.Tappert "*transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers .I. Anomalous dispersion*". Appl. Phys. Lett. 23, 142-144 (1973).
- [33] L.F.Mollenauer, R.H.Stolen, and J.P.Gordon "*Experimental observation of picoseconds pulse narrowing and solitons in optical fibers*". Phys. Rev. Lett. 45, 1095 (1980).
- [34] G. Couton. "*Solitons spatiaux photovoltaïques dans le $LiNbO_3$* ". Thèse Doctorat, Franche Comté, France (2004).
- [35] Kerbouche Messaouda. "*Étude des solitons Bragg dans les systèmes de transmission optique*". Thèse de doctorat, UNIVERSITE-BADJ-MOKHTAR-ANNABA,(2018).
- [36] Fabrice Raineri. "*Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semi-conducteur III-V*". Thèse de doctorat, Université Paris Sud XI(Orsay)(2004)
- [37] J.-Y. Courtois. "*Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales*". Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Cours, p.89(1996)

Chapitre 4

Effet des Modes de Défauts dans une Structure Photonique Unidimensionnelle Parfaite

4.1 Introduction

Le présent chapitre est une étude théorique des propriétés des modes de défaut d'un cristal photonique unidimensionnel (CP-1D) asymétriques formée par deux diélectriques distincts ou plus avec des indices de réfraction différents. Un tel système multicouche périodique est maintenant connu sous le nom réseau de Bragg (Réflecteur de Bragg). Il joue un rôle important dans de nombreux systèmes photoniques modernes [1, 2, 3, 4]. Dans un cristal photonique, des bandes interdites photoniques (BIP) sont créées en raison de la périodicité spatiale. L'une des applications importantes et utiles en photonique est d'utiliser la bande interdite photonique (BIP) pour concevoir un filtre de transmission multicouche à bande étroite également appelé résonateur Fabry-Pérot (FPR). Un FPR peut être simplement réalisé en introduisant un défaut dans le CP pour rompre la périodicité spatiale. Cette couche défectueuse se comporte, en principe, comme un résonateur à cavité lorsque la condition de résonance est satisfaite. Les modes de défaut seront situés dans la BIP, qui sont très similaires aux états de défaut générés dans la bande interdite dans un semi-conducteur dopé. De plus, en utilisant un défaut électro-optique non linéaire, le dispositif peut devenir accordable ou ajustable [5, 6, 7, 8].

Le but de ce chapitre est d'analyser spécifiquement les propriétés des modes de défaut en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TE et TM des CP défectueux asymétriques et les autres effets tels que l'épaisseur du défaut et l'indice de réfraction. Nous constatons qu'il n'y a qu'un seul mode de défaut au sein de la BIP. Cependant, il y aura deux modes de défaut dans le CP asymétrique si nous introduisons deux couches défauts. La présence de deux modes de défaut peut être plus efficace dans l'utilisation du BIP par rapport au mode unique dans le mode asymétrique [9, 10]. De plus, la caractéristique de deux modes rend la structure plus utile dans le traitement du signal, en particulier dans la communication optique. Par exemple, il peut être utilisé comme filtre sélectif en fréquence (ou multiplexeur de longueur d'onde) qui peut extraire deux signaux avec des fréquences assez différentes. L'étude des propriétés des modes de défaut donne quelques informations utiles pour la conception d'un filtre de transmission à bande étroite basé sur les CP unidimensionnels.

4.2 Mode de Défaut d'un CP asymétrique

Dans un cristal photonique (CP) unidimensionnel, l'introduction d'une couche défaut D conduira au système noté $Air/(AB)^N/D/(AB)^N/S$ où N est le nombre de périodes, et S désigne le substrat. En outre, A et B sont les couches à indice élevé et faible, leurs épaisseurs étant généralement définies par la relation $n_A \cdot d_A = n_B \cdot d_B = \frac{\lambda_B}{4}$, où n_A , n_B , d_A et d_B sont les indices de réfraction et les épaisseurs des couches A et B , respectivement, et $\lambda_B = 350nm$ est la longueur d'onde du centre de la BIP. La structure ci-dessous est appelée CP défectueux asymétrique par rapport à la couche de défauts D , comme illustré sur la figure 4.1(a). En plus de la structure asymétrique, le CP défectueux peut également être conçu de manière symétrique comme $Air/(AB)^N/D/(BA)^N/S$, comme le montre de la figure 4.1(b). Dans ce qui suit, les paramètres des matériaux utilisés dans notre cas sont $n_A = 3.5$ (Silicium Si) pour la couche A , $n_B = 1.0$ (Air) pour la couche B et $n_D = 1.46$ (Silice SiO_2) pour la couche D défaut. Le nombre de périodes pour chaque CP est $N = 3$. Le substrat S est simplement supposé être de l'air avec $n_S = n_0 = 1.0$. De plus, nous choisissons une longueur d'onde $\lambda_d = 560nm$ dans la région visible pour son utilisation dans les communications optiques.

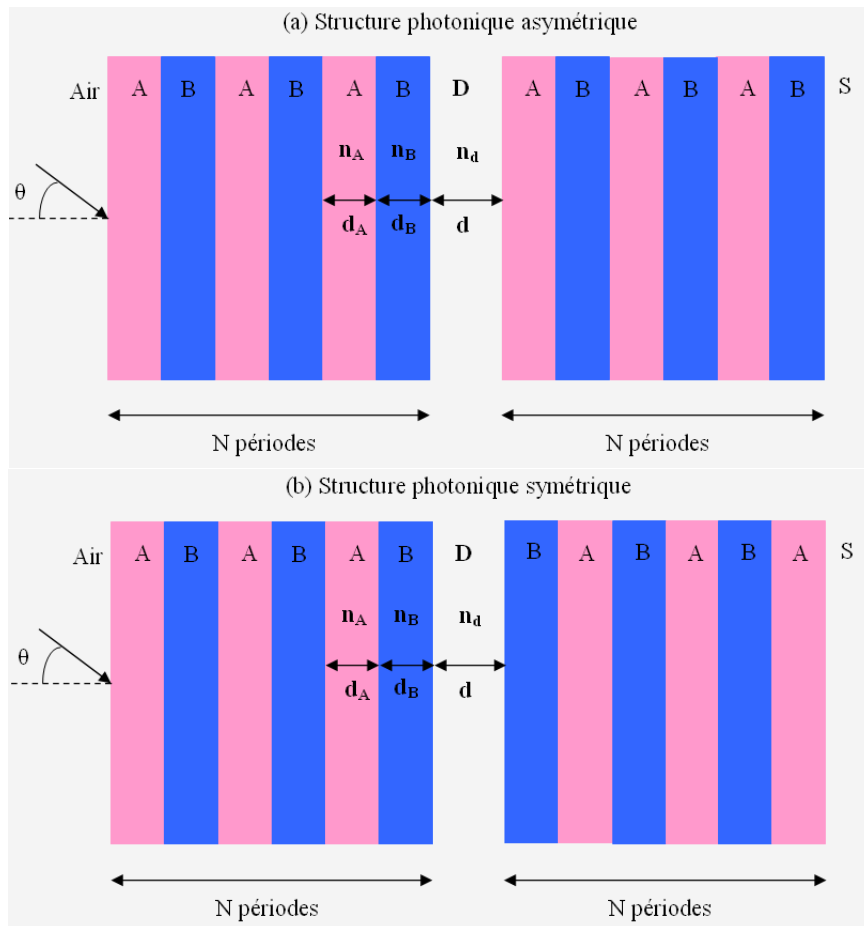


FIGURE 4.1 – Structure photonique défective (un seul défaut), a) asymétrique, b) symétrique.

4.2.1 Effet de l'angle d'incidence et de la polarisation

Dans la figure 4.2, nous avons tracé le spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un CP asymétrique $Air/(AB)^3/D/(AB)^3/S$ dans la polarisation TE avec différents angles d'incidence $\theta = 0^\circ, 20^\circ, \text{ et } 30^\circ$, respectivement. Dans ce cas, il existe un seul pic résonnant dans la BIP qui correspond au mode dit de défaut. Pour une incidence normale, c'est-à-dire à $\theta = 0^\circ$, on voit que ce pic résonnant se situe à la longueur d'onde de conception de $\lambda_B = 429nm$. La hauteur du pic est alors fortement influencée par l'augmentation de l'angle d'incidence. De plus, la position du défaut est décalée vers les longueurs d'onde inférieures lorsque l'angle d'incidence augmente. La diminution de la hauteur du pic signifie une résonance incomplète en mode défaut.

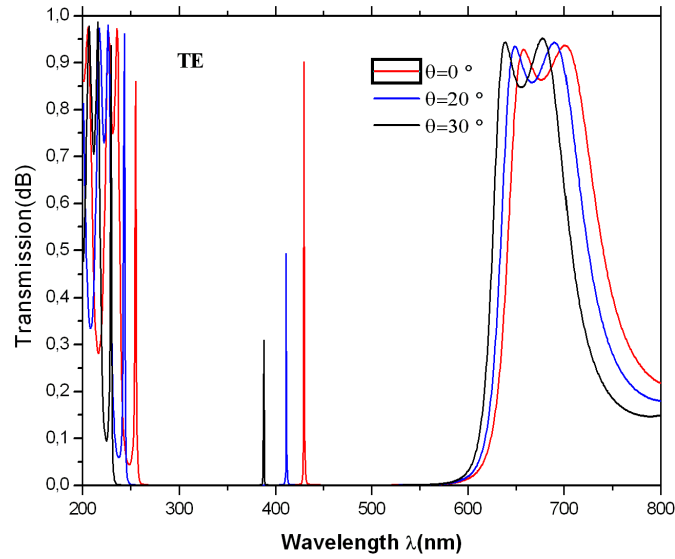


FIGURE 4.2 – Spectres de transmission en polarisation **TE** d'un filtre asymétrique $Air/(AB)^3/D/(AB)^3/S$ en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'incidence $\theta = 0^\circ, 20^\circ, \text{ et } 30^\circ$

Une autre caractéristique de la figure 4.2 qui mérite d'être mentionnée est la largeur de la BIP. En incidence normale, le bord de bande gauche λ_L et le bord de bande droit λ_R peuvent être déterminés analytiquement par la théorie du réflecteur de Bragg, c'est-à-dire qu'ils peuvent être obtenus en utilisant l'équation (4.1) suivante :

$$\lambda_L = \frac{\pi(n_A d_A + n_B d_B)}{\cos^{-1}(-\rho)}, \lambda_R = \frac{\pi(n_A d_A + n_B d_B)}{\cos^{-1}(\rho)} \quad (4.1)$$

où

$$\rho = \frac{(n_A d_A - n_B d_B)}{(n_A d_A + n_B d_B)} \quad (4.2)$$

ρ est le coefficient de Fresnel. Basé sur l'équation (4.1) avec les paramètres de matériau donnés, les bords de bande calculés sont donnés par λ_L et λ_R . La bande interdite a une largeur de $\lambda_R - \lambda_L$ avec un centre de bande λ_c à $\frac{\lambda_R + \lambda_L}{2}$. À mesure que l'angle d'incidence augmente, λ_L et λ_R se déplacent vers les courtes longueurs d'onde.

En conséquence, la BIP s'est déplacée vers la gauche, comme illustré sur la figure 4.2.

Les modes de défauts pour la polarisation TM sont tracés sur la figure 4.3 pour les mêmes angles d'incidence $\theta = 0^\circ$, 20° , et 30° . Comme dans le mode TE , la position du défaut est décalée sur une longueur d'onde plus courte lorsque l'angle augmente en mode TM .

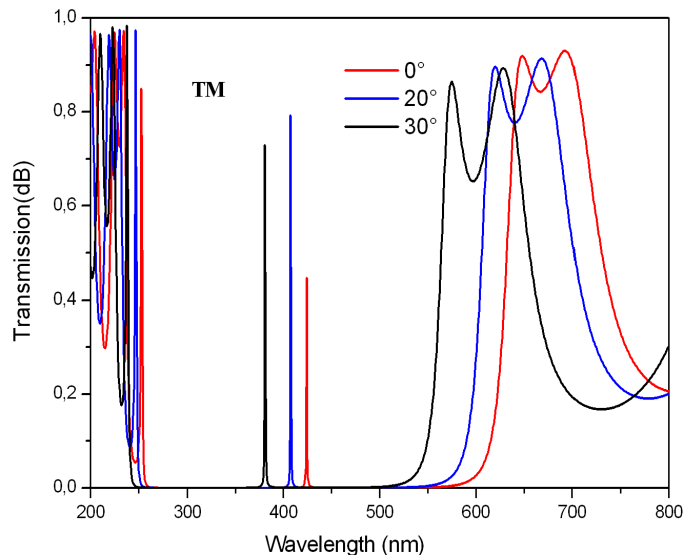


FIGURE 4.3 – Spectres de transmission en polarisation **TM** d'un filtre asymétrique $Air/(AB)^3/D/(AB)^3/S$ en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'incidence $\theta = 0^\circ$, 20° , et 30°

Continuons maintenant à étudier la dépendance angulaire du mode de défaut. Pour la polarisation TE , nous traitons la structure comme une couche à défaut unique. On sait que la réflexion est une fonction croissante de l'angle incident, ce qui signifie que la transmission diminuera à mesure que l'angle augmentera. Ainsi, la hauteur du mode de défaut est affectée par l'angle d'incidence, comme la montre la figure 4.2. Cependant, dans la polarisation TM , il est connu qu'il existe un angle de Brewster auquel la transmission est égale à l'unité. Pour les angles inférieurs à l'angle de Brewster, la transmission est une fonction croissante et devient ensuite une fonction décroissante lorsque l'angle est supérieur à l'angle de Brewster. De telles propriétés sont évidemment illustrées sur la figure 4.4. De plus, nous avons trouvé un angle de Brewster efficace $\sim 50^\circ$ dans la polarisation TM dans ce filtre.

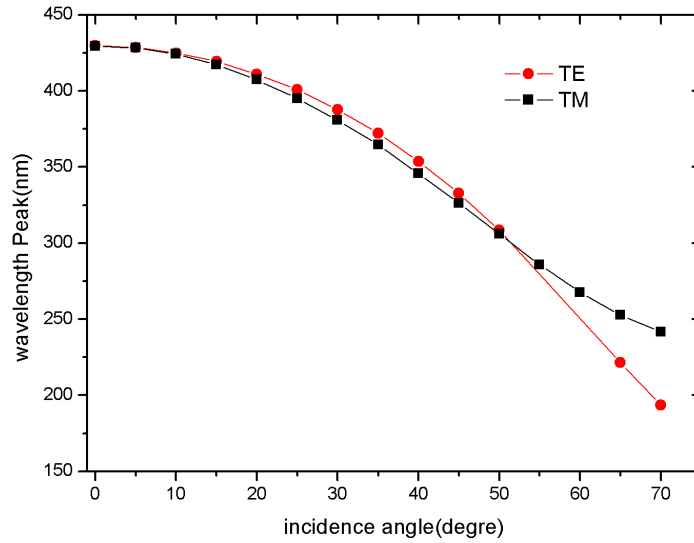


FIGURE 4.4 – Dépendance de la longueur d’onde du mode de défaut en fonction de l’angle d’incidence pour une structure asymétrique $Air/(AB)^3/D/(AB)^3/S$ pour les deux polarisations TE et TM .

4.2.2 Effet de l’indice de réfraction sur un CP asymétrique

Dans la figure 4.5, nous avons tracé le spectre de transmission en fonction de la longueur d’onde pour un CP asymétrique $Air/(AB)^3/D/(AB)^3/S$ dans la polarisation TE avec différents indices de réfraction du défaut $n_d = 1.2, 1.4$ et 1.6 respectivement. Pour une incidence normale, on voit qu’il existe un seul pic résonant dans la BIP à la longueur d’onde $\lambda_d = 400, 425$ et $460nm$ respectivement correspondant à chaque indice de réfraction n_d . La hauteur du pic est alors fortement augmentée avec l’augmentation de l’indice de défaut n_d . De plus, la position du défaut est décalée vers les longueurs d’onde supérieures (voir la figure 4.6).

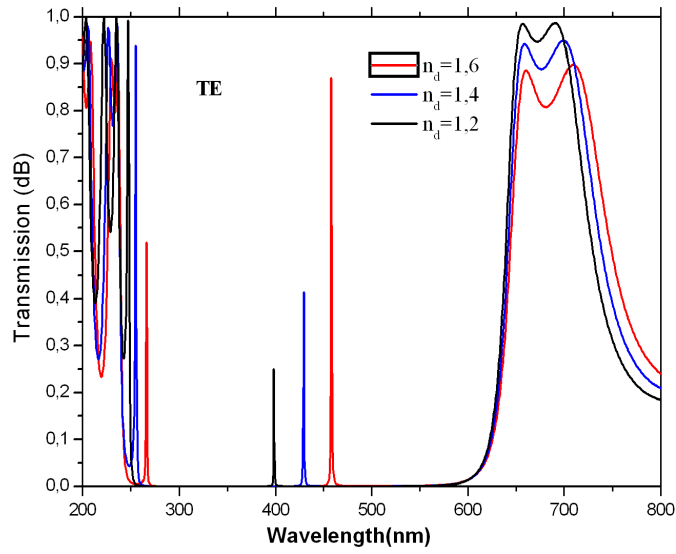


FIGURE 4.5 – Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique $Air/(AB)^3/D/(AB)^3/S$ en polarisation TE , en fonction de la longueur d'onde pour différents indices de réfractons du défaut $n_d = 1.2, 1.4$ et 1.6 .

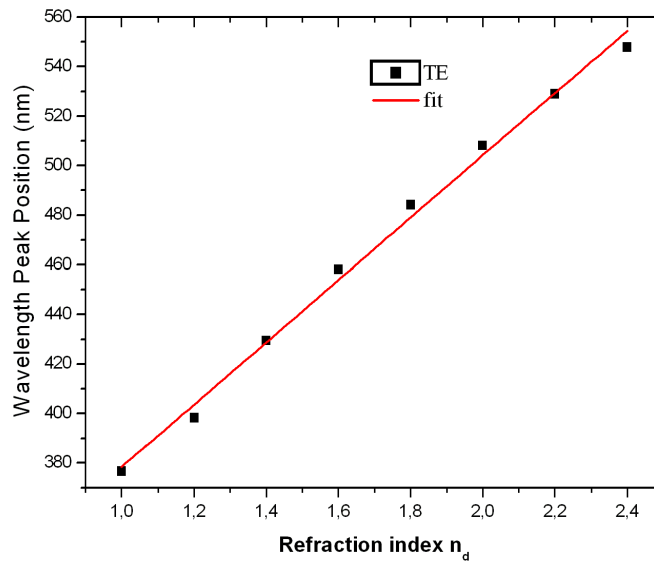


FIGURE 4.6 – Dépendance de la longueur d'onde du mode de défaut en fonction de l'indice de réfraction de défaut n_d .

4.2.3 Effet de l'épaisseur du défaut sur un CP asymétrique

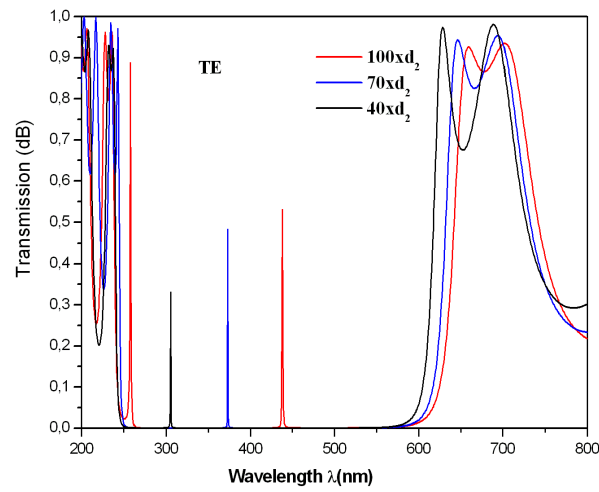


FIGURE 4.7 – Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique $Air/(AB)^3/D/(AB)^3/S$ en polarisation TE , en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs du défauts $d_D = 40 \times d_2$, $70 \times d_2$ et $100 \times d_2$.

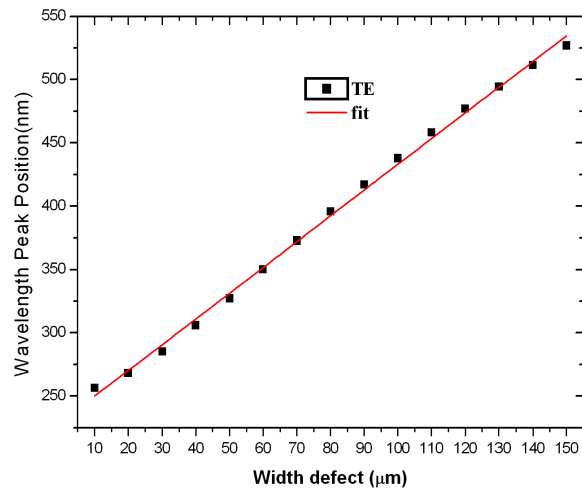


FIGURE 4.8 – Dépendance de la longueur d'onde du mode de défaut en fonction de l'épaisseur de défaut d_D

Enfin, nous examinons l'effet de l'épaisseur du défaut sur le nombre de modes de défaut dans un CP asymétrique défectueux, $Air/(AB)^3/D/(AB)^3/S$. Les résultats pour l'incidence normale sont présentés sur la figure 4.7. Il est intéressant de noter qu'il y a toujours un seul défaut fixé dans la BIP. De plus, la hauteur et la position du mode de défaut varient à mesure que d_D change. La figure 4.8 montre que la position du pic varie linéairement en fonction de l'épaisseur.

4.3 Double couche de défauts

Comme on le sait, l'introduction d'un défaut dans un cristal photonique unidimensionnel conduira à un pic de transmission étroit, appelé mode de défaut, apparaissant dans la BIP. Des études ont conclu que lorsqu'on introduit des multi-défauts, le nombre de pics de transmission sera augmenté, qui sont obtenus en enlevant, en ajoutant ou en faisant varier l'épaisseur ou l'indice de réfraction d'une couche défectueuse[11, 12]. L'apparition de ces pics est utilisée pour fonctionner comme des filtres de transmission à bande étroite multicouches qui sont également connus sous le nom de résonateurs multicouches Fabry-Pérot[13]. Les modes localisés ont des applications dans différents domaines de la science et des télécommunications comme des filtres très sélectifs, de guides d'ondes avec un facteur de qualité supérieur aux conventionnels et de portes logiques qui sont la base du calcul optique [14, 15].

L'introduction de deux couches de défauts D_1 et D_2 nous conduira à un cristal photonique unidimensionnel asymétrique défectueux noté par $Air/(AB)^N/D_1/(AB)^M/D_2/(AB)^N/S$ où N et M sont les nombres de périodes. Cette structure est illustrée sur la figure 4.9. En outre, A et B sont les couches à indice élevé et faible respectivement, leurs épaisseurs étant généralement définies par la relation $n_A.d_A = n_B.d_B = \frac{\lambda_0}{4}$, où n_A , n_B et d_A , d_B sont les indices de réfraction et les épaisseurs de matériaux A et B , respectivement, et $\lambda_0 = 350nm$ est la longueur d'onde du centre de la BIP. Dans ce qui suit, les paramètres des matériaux utilisés dans notre cas sont $n_A = 3.5$ (Silicium *Si*) pour la couche A , $n_B = 1.0$ (*Air*) pour la couche B et $n_D = 2.2$ (*TiO₂*) pour les défauts de la couche D_1 et D_2 . Le nombre de périodes pour chaque CP est $N = 2$ et $M = 2$. Le substrat S est simplement supposé être de l'air avec $n_S = n_0 = 1.0$. De plus, leurs épaisseurs sont $d_1 = d_2 = 0.7 \times d_B$.

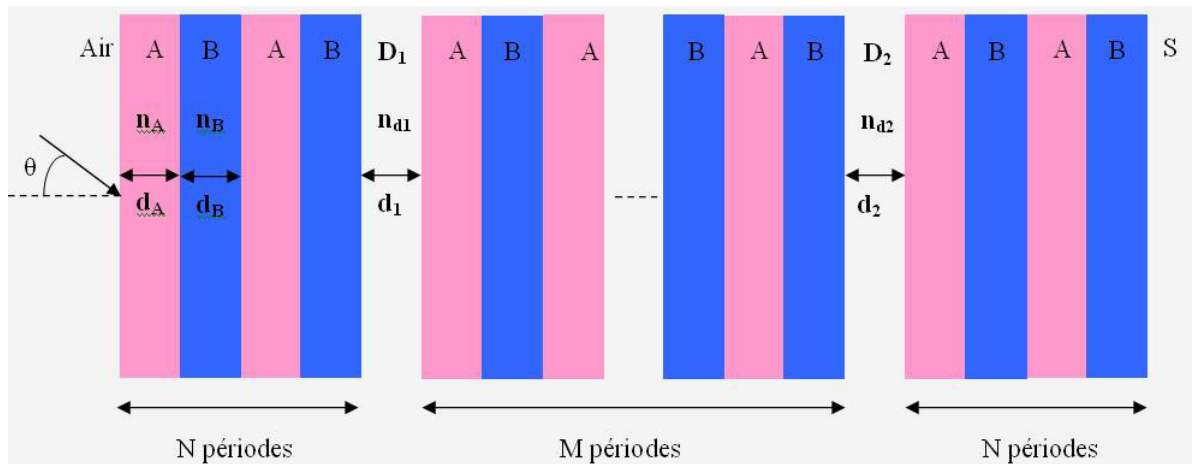


FIGURE 4.9 – Structure d'un cristal photonique unidimensionnel à double défauts

4.3.1 Effet de l'épaisseur du défaut D_2

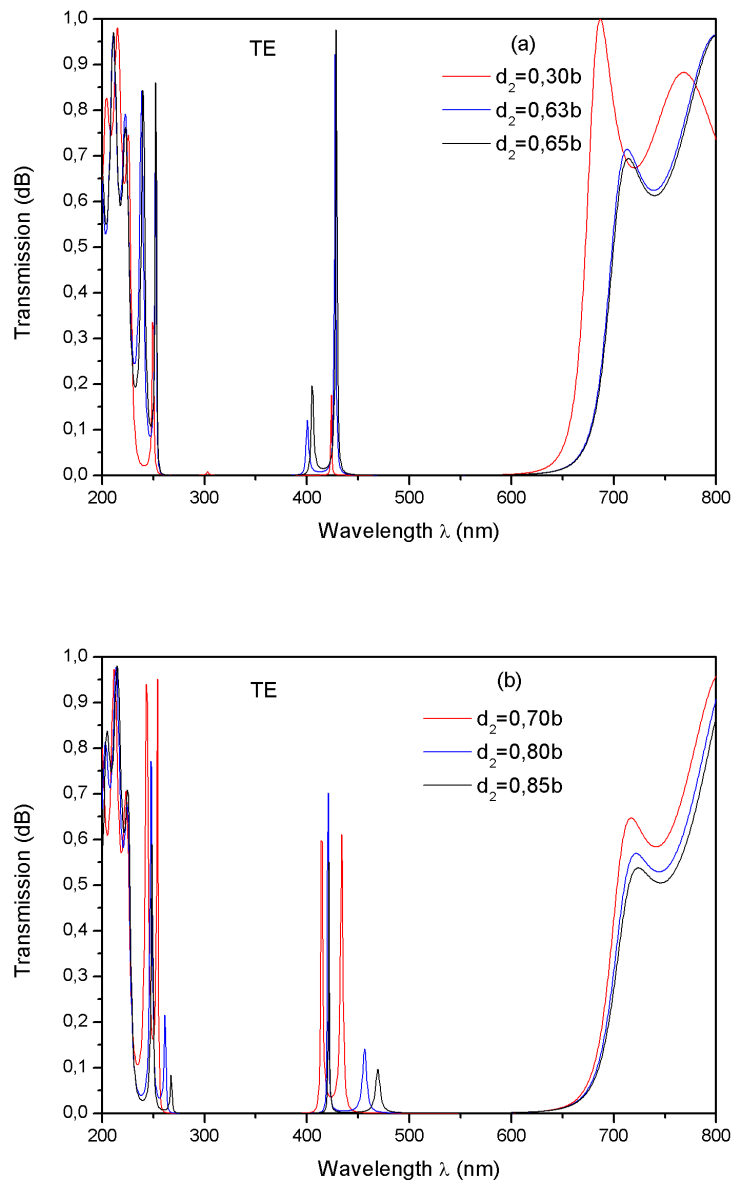


FIGURE 4.10 – Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique $Air / (AB)^N / D_1 / (AB)^M / D_2 / (AB)^N / S$ en polarisation TE , en fonction de la longueur d'onde à différentes épaisseurs du défaut d_2 , avec $N = M = 2$.

Initialement, nous présentons le spectre de transmission de la structure photonique avec deux défauts $Air/(AB)^N/D_1/(AB)^M/D_2/(AB)^N/S$ en fonction de la longueur d'onde. Nous voulons étudier la dépendance de l'épaisseur de la couche défectueuse sur les modes localisés. Cela peut être fait simplement en modifiant l'épaisseur du défaut de l'un des défauts (c'est-à-dire d_1 ou d_2).

Dans la partie supérieure de la figure 4.10(a), nous avons calculé le spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde d'une structure défectueuse, dans le cas d'une incidence normale $\theta = 0^\circ$. Deux pics de transmissions sont observés à l'intérieur de la BIP, qui sont appelés modes défectueux ou localisés. L'intensité du pic de gauche est inférieure à celle du pic de droite. Ce dernier possède une résonance presque parfaite avec une transmission totale. Le mode de défaut (pic) de la haute fréquence est appelé canal maître alors que celui de basse fréquence est appelé canal esclave. En augmentant l'épaisseur d_2 du deuxième défaut, les modes localisés sont séparés et décalés vers les longueurs d'onde les plus longues lorsque $d_2 \leq 0.7 \times d_B$ et la distance entre les pics des deux défauts devient plus petite, de plus la hauteur du pic droit tend vers l'unité ($T_{max} = 1.0$) (voir figures 4.11 et 4.12). Dans la partie inférieure de la figure 4.10(b) lorsque $d_2 > 0.7 \times d_B$, la transmission maximale diminue à mesure que l'épaisseur du défaut d_2 augmente et la séparation entre les pics des deux défauts augmente aussi comme indiqué sur la figure 4.12. Cette propriété de décalage indique que la structure peut être utilisée pour concevoir un filtre de transmission accordable.

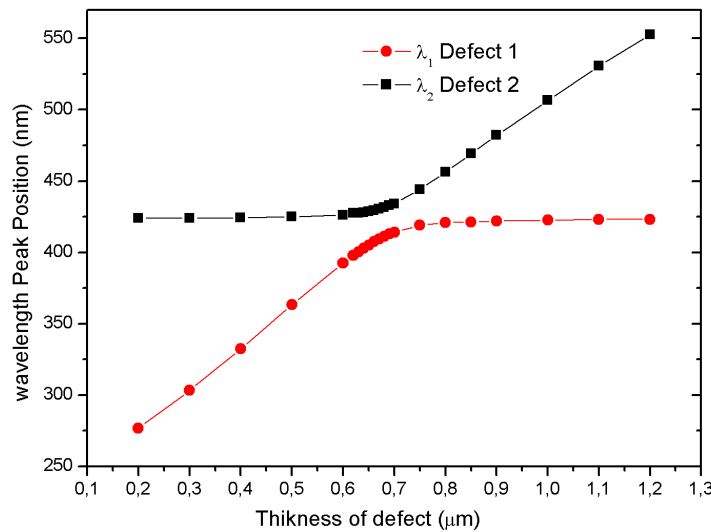


FIGURE 4.11 – Dépendance de la position de la longueur d'onde des défauts D_1 et D_2 en fonction de l'épaisseur de défaut d_2

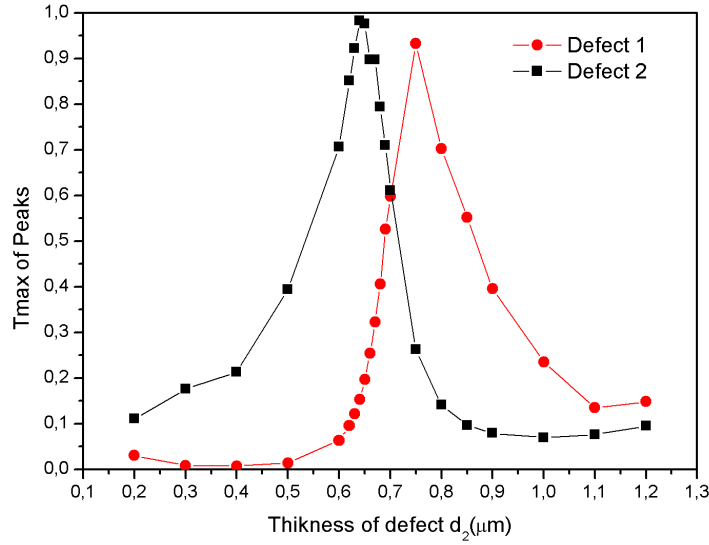


FIGURE 4.12 – Dépendance du maximum de la transmission des défauts D_1 et D_2 en fonction de l'épaisseur de défaut d_2

4.3.2 Effet des indices de réfraction sur le spectre de transmission d'un PC 1D avec deux défauts

Nous avons effectué également des calculs numériques sur les propriétés de transmission du cristal photonique défectueux unidimensionnel pour différents indices de réfraction de l'un des couches défectueuses, ce qui est nécessaire pour expliquer la règle d'apparition du mode localisé. Nos calculs indiquent que deux modes de défaut apparaîtront lorsque $n_d d_d = 4(n_A d_A + n_B d_B)$, dans lesquels la transmission maximale des deux pics résonnants est différente [16]. Dans nos calculs nous avons remarqué que la différence entre les longueurs d'onde des deux modes de défaut ($\Delta\lambda$) varie linéairement en fonction de la variation de l'indice de réfraction n_{d2} (voir figure 4.13) ($\Delta\lambda$ en fonction de n_{d2}) et les modes de défaut se déplacent vers les longueurs d'onde les plus longues avec l'indice de réfraction n_{d2} croissant de la deuxième couche de défaut. On remarque aussi que l'intensité de deuxième pic tend vers l'unité ($T_{max} = 1.0$).

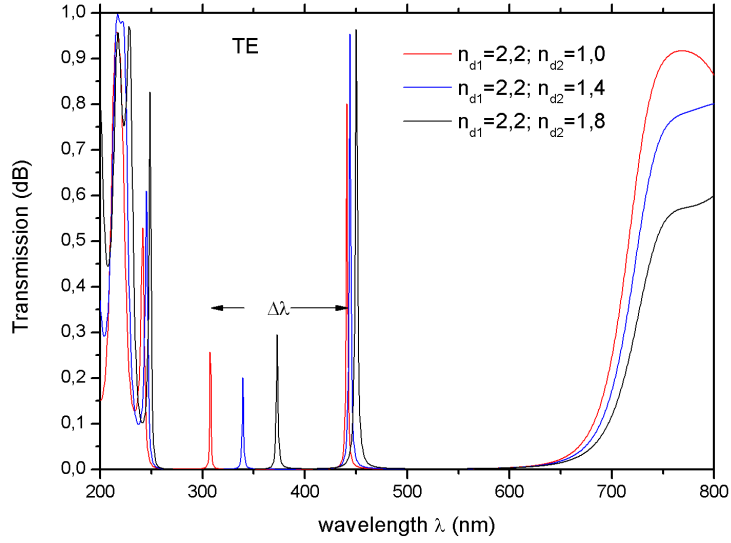


FIGURE 4.13 – Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique $Air/(AB)^N/D_1/(AB)^M/D_2/(AB)^N/S$ en polarisation TE , en fonction de la longueur d'onde pour différents indices de réfraction de défauts n_{d2} avec $N=M=2$.

4.3.3 Effet de la période M

Plusieurs défauts pourraient également être générée dans un cristal photonique, qui pourrait avoir des propriétés plus intéressantes. Prenons un cristal photonique asymétrique avec double défaut décrit par : $Air/(AB)^N/D_1/(AB)^M/D_2/(AB)^N/S$. Sur la figure 4.14, nous avons analysé le spectre de transmission pour deux défauts. Le spectre de transmission est calculé pour une structure périodique formée par $N = 2$, et en fait varier la période M entre les deux défauts. Deux modes défectueux sont représentés dans la bande interdite photonique. En comparant le spectre de transmission pour $M = 1, 2, 3$ et 4, nous pouvons voir que, en augmentant M , la distance entre les modes de défauts $\Delta\lambda$ diminue. Ce résultat est en bon accord avec le travail de Chaves et al. [17, 18]. On Remarque aussi que $\Delta\lambda$ tend vers zéro pour $M = 4$. Quand M est suffisamment grand, disons $M = 4$ (la courbe noire), les deux canaux sont fusionnés puis disparus. Autrement dit, la taille du CP central peut limiter l'apparition de deux canaux[19]. Dans ce cas, la structure se comporte comme un cristal photonique avec un seul défaut et on obtient une transmission maximale.

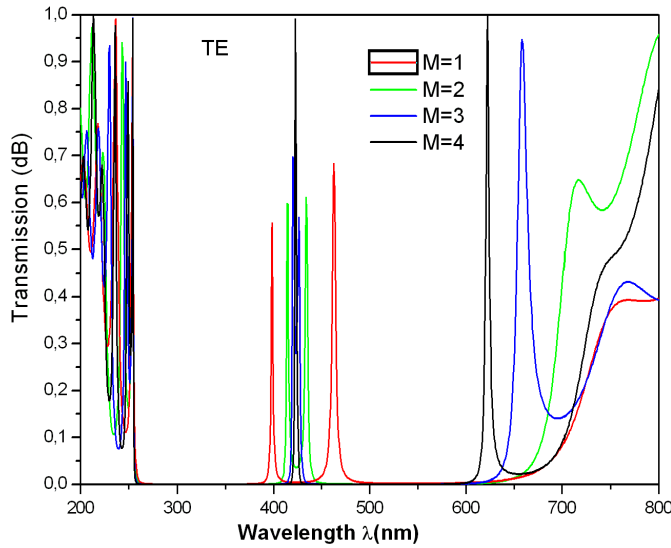


FIGURE 4.14 – Spectre de transmission d’un cristal photonique asymétrique $Air / (AB)^N / D_1 / (AB)^M / D_2 / (AB)^N / S$ en polarisation TE , en fonction de la longueur d’onde avec $N = 2$ pour différentes valeurs de périodes M .

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les propriétés de transmission des modes de défaut pour des structures asymétriques dans un cristal photonique unidimensionnel défectueux composé de couches alternées de Silicium et d’air ont été étudiées théoriquement, en utilisant la méthode de la matrice de transfert. Dans une structure asymétrique avec un seul défaut, il existe un seul mode localisé à l’intérieur de la BIP. La hauteur du pic dépend fortement de l’angle d’incidence pour les deux polarisation TE et TM . La position du mode de défaut se déplace vers une longueur d’onde plus courte à mesure que l’angle augmente. Nous avons aussi constaté que lorsqu’on inclut deux défauts dans une structure photonique séparés par une période M , le nombre de pics de transmission sera doublé. Par le changement de quelques propriétés physiques de l’un des défauts telle que l’épaisseur ou l’indice de réfraction, la hauteur et la distance entre les deux modes de défauts peuvent être contrôlées. L’analyse des modes de défaut fournit des informations utiles pour la conception d’un filtre de transmission à bande étroite basée sur les cristaux photoniques (CP) unidimensionnels. Enfin, il convient de mentionner que les modes de défauts locaux dans cette étude sont principalement dus à la présence d’une couche de défauts dans la structure. Cependant, les autres défauts locaux possibles résultant des surfaces externes sont au-delà du travail actuel.

Bibliographie

- [1] S. J. Orfanidis. "*Electromagnetic Waves and Antennas*". Chapter 7, Rutgers University, (2008).
- [2] P.Yeh. "*Optical Waves in Layered Media*". John Wiley and Sons, Singapore, (1991).
- [3] M.Born and E. Wolf "*Principles of Optics*". Cambridge, London, (1999).
- [4] E.Hecht. "*Optics*". Chapter 9, Addison Wesley, New York, (2002).
- [5] Y. K.Ha, Y. C. Yang, J. E. Kim, and H. Y. Park. "*Tunable omnidirectional reflection bands and defect modes of a one-dimensional photonic band gap structure with liquid crystals*". Appl. Phys. Lett. , Vol. 79, p15-17, (2001).
- [6] Y. Q.Lu, and J. J. Zheng "*Frequency tuning of optical parametric generator in periodically poled optical superlattice LiNbO_3 by electro-optic effect*". Appl. Phys. Lett. , Vol. 74, p123-125, (1999).
- [7] Q.Zhu, and Y. Zhang, "*Defect modes and wavelength tuning of one-dimensional photonic crystal with lithium niobate*". Optik , Vol. 120, p195-198, (2009).
- [8] C.J.Wu, J.J. Liao, and T. W. Chang "*Tunable multilayer Fabry-Perot resonator using electro-optical defect layer*". Journal of Electromagnetic Waves and Applications , Vol. 24, p531-542, (2010).
- [9] X.Hu, Q. Gong, S. Feng, B. Cheng, and D. Zhang. "*Tunable multichannel filter in nonlinear ferroelectric photonic crystal*". Optics Communication , Vol. 253, p138-144, (2005).
- [10] J.Liu, J. Sun, C. Huang, W. Hu, and D. Huang. "*Optimizing the spectral efficiency of photonic quantum well structures*". Optik , Vol. 120, p35-39, (2009).
- [11] A.H. Aly, H.A. Elsayed. "*Defect mode properties in a one dimensional photonic crystal*". Phys. B : Condens. Matter 407(1) p120-125 (2012).
- [12] O. Painter, R.K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J.D. O' brien, P.D. Dapkus, I. Kim. "*Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser*". Science 284 (5421)(1999).
- [13] H. Vinck-Posada and F.A. Segovia-Chaves. "*Transmittance spectra in one-dimensional dielectric photonic crystals with defects*". IOP Conf. Series : Journal of Physics : Conf. Series 792 012008(2017)
- [14] A. Mekis, J.C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos. "*High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides*". Phys. Rev.Lett. 77 (18) 3787(1996).
- [15] Y. Liu, F. Qin, Z.-M. Meng, F. Zhou, Q.-H. Mao, Z.-Y. Li. "*All-optical logic gates based on two-dimensional low-refractive-index nonlinear photonic crystal slabs*". Opt. Express 19 (3) p1945-1953(2011).

- [16] J. Liu, P. Han, G. Qiao, J. Yang. "*Properties of PC filters in one-dimensional photonic crystals containing defects*". Journal of Intense Pulsed Lasers and Applications in Advanced physics Vol 1, N^o.3, p69-72(2011)
- [17] Francis Segovia-Chaves, Herbert Vinck-Posada. "*One-dimensional photonic crystal with coupled InSb defects*". Optik-International Journal for Light and Electron Optics 203 p164018(2020).
- [18] Xiao-Shi Qian, Jing-Ping Li, Ming-hui Lu, Yan-qing Lu, and Yan-feng Chen "*Acousto-optic interaction in photonic crystals with defects*". Journal of Applied Physics 106, 043107 (2009).
- [19] Jia-Wei Liu, Tsung-Wen Chang, Chien-Jang Wu. "*Filtering Properties of Photonic Crystal Dual-Channel Tunable Filter Containing Superconducting Defects*" J Supercond Nov Mag 27 p67-72(2014).

Chapitre 5

Effet de la Non-linéarité de Kerr sur les Propriétés de Transmission de la Lumière dans les Cristaux Photoniques Unidimensionnels

5.1 Introduction

La propagation des ondes dans les cristaux photoniques périodiques (*CP*) a été intensivement étudiée au cours des trois dernières décennies, théoriquement et expérimentalement [1, 6]. Les *CP* sont des structures périodiques de matériaux diélectriques avec des régions alternées de hautes et faibles constantes diélectriques. Les principales caractéristiques des *CP* sont la présence de régions de fréquence interdites et autorisées appelées bandes interdites photoniques (*BIP*). La formation de bandes interdites photoniques dans les *CP* provient de la diffusion de Bragg, qui dépend fortement de l'angle d'incidence, de la constante de réseau et de la polarisation. Il est possible d'avoir un mode de défaut localisé ou un état de photons à une fréquence particulière à l'intérieur de la bande interdite photonique en introduisant un défaut dans le *CP* ou en supprimant une seule couche de la structure [7, 10]. C'est la conséquence de la rupture de la périodicité spatiale de la structure. Cet état de défaut localisé est provoqué par de multiples diffusions et interférences. Il a été constaté que ce mode de défaut peut être réglé facilement sur toutes les fréquences à l'intérieur de la bande interdite photonique en modifiant l'épaisseur, l'emplacement et l'indice de réfraction de la couche de défaut [11, 14]. Les cristaux photoniques unidimensionnels (1D) avec défauts peuvent être utilisés comme filtres ou séparateurs car les modes de défaut conduisent à la transmission sélective [15, 16, 17]. Les *CP* ont été appliqués dans de nombreux domaines, en particulier dans les dispositifs optiques tels que les filtres, les guides d'ondes, les lasers à diodes, la spectroscopie à polarisation photonique, etc [18, 23]. Les *CP* à 1D sont généralement utilisés pour leur simplicité en tant que modèles de référence afin de comprendre le diagramme de bande et le spectre de transmission, montrant la *BIP*. Ils peuvent être facilement réalisés par des méthodes expérimentales modernes grâce à des méthodes de dépôt simples en comparaison avec des *CP* bidimensionnels et tridimensionnels (2D et 3D).

D'autre part, la présence de la non-linéarité est connue pour conduire à une réponse optique beaucoup plus riche et plus complexe à la lumière. Des phénomènes intéressants sont observés lorsque la réponse du matériau non linéaire à une intensité lumineuse est prise en compte. L'effet Kerr [59], les résonances non linéaires [25]

[26], les divergences, chaos [27], auto-piégeage et la localisation dynamique [28] ont été révélés par l'étude de la non-linéarité dans les structures périodiques. Il a également été constaté que la non-linéarité entraîne une localisation de la lumière dans les réseaux photoniques périodiques [29].

Autres effets non linéaires, tels que la commutation optique [30] et la bistabilité optique [31], ont été étudiés et observés expérimentalement. L'existence des solitons de gap (gap solitons), comme conséquence de l'interaction des ondes non linéaires, découverte par Chen et Mills [32] dans les super réseaux unidimensionnels (1D) a été étudié analytiquement et numériquement dans des cristaux photoniques unidimensionnels [33, 34]. De tels solitons de gap ont été expérimentalement observés dans les fibres de réseaux de Bragg [35, 36] et dans les guides d'onde AlGaAs [37, 38]. L'existence des solitons de gap a été étudiée dans un cristal photonique non linéaire à une dimension basé sur *GaAs/AlGaAs* [39].

L'effet Kerr optique lié au changement d'indice de réfraction du milieu directement induit par le champ électrique de la lumière incidente conduit à l'autofocalisation [40] ou à l'auto-défocalisation [41]. L'amplitude de la variation de l'indice de réfraction est proportionnelle au carré de l'intensité du champ électrique lumineux E ou à l'intensité lumineuse I , i.e., $n = n_0 + n_2|E|^2$ or $n = n_0 + n_2I$, où n_0 représente l'indice de réfraction linéaire du milieu, et n_2 est le coefficient non linéaire caractéristique du matériau. La non-linéarité du cristal photonique est importante lors de la conception de dispositifs non linéaires tels que des diodes optiques [42, 43, 44], les commutateurs, et les limiteurs [43, 44, 45] qui fonctionnent sur la base de l'effet Kerr optique. Les effets non linéaires comme l'effet Kerr, les solitons, etc., jouent un rôle plus important dans l'optoélectronique et la photonique avancées. D'autre part, la plupart des travaux sur les CP non linéaires 1D ont été ciblés sur l'effet de nonlinéarité Kerr sur les propriétés du mode de défaut [46, 58, 48, 49], alors que l'étude de son effet sur la largeur des bandes interdites photoniques n'a pas été traité.

Le but de la première partie de ce chapitre est de voir l'effet d'une très faible non-linéarité de Kerr sur les propriétés de transmission des cristaux photoniques périodiques unidimensionnels (1D). Un phénomène très important et intéressant est observé lorsqu'une non-linéarité de Kerr négative est appliquée à un cristal photonique parfait 1D. Ici, nous démontrons une transmission de type de mode de défaut induite par non-linéarité dans un PC à 1D sans défauts. Un pic de résonance de la transmission apparaît au centre de la bande interdite photonique (*BIP*). L'influence de l'intensité de la non-linéarité, de l'angle d'incidence, du nombre de périodes du cristal photonique et de la polarisation sur cette transmission de type défaut a également été étudiée.

A noter que cette étude est différente de celle de Markos et Soukoulis [50], puisque nous examinons l'effet d'une faible non-linéarité de défocalisation sur la transmission lumineuse. Nous concentrons notre étude sur le rôle joué par la force de non-linéarité et l'indice de réfraction pour la formation et l'éclatement des modes localisés dans la bande interdite photonique, alors que Markos et al. ont étudié le phénomène de bistabilité optique dans les structures non linéaires.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous étudions l'effet d'une forte non-linéarité de Kerr d'auto-focalisation (positive) et d'auto-défocalisation (négative) sur les pro-

priétés de transmission et en particulier sur la bande interdite photonique des cristaux photoniques à une dimension. Nous montrerons aussi l'importance de la force de non-linéarité, de l'angle d'incidence et de la polarisation sur le spectre de transmission et particulièrement sur de la largeur de bande interdite photonique.

5.2 Description de modèle

Pour étudier l'effet de la non-linéarité sur la propagation des ondes dans un cristal photonique unidimensionnel, nous considérons un modèle de Kronig-Penney unidimensionnel avec N couches de type fonction δ distribuées périodiquement à $x = n \times a$, $n = 0, 1, \dots, N - 1$. Ici, a est la constante du réseau (Figure 5.1). Un tel support périodique représente le modèle le plus simple pour un PC unidimensionnel. Les ondes électromagnétiques en dehors de la structure non linéaire sont décrites par [50] :

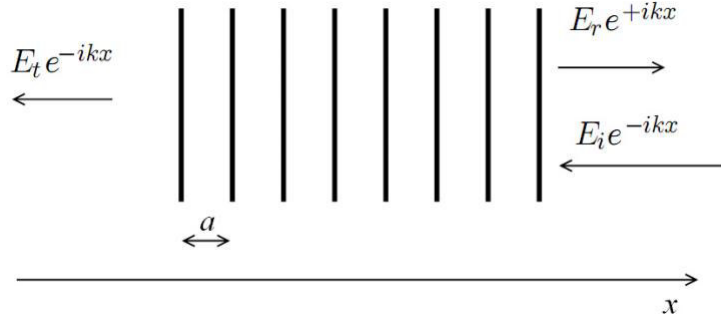


FIGURE 5.1 – Modèle de Kronig-Penney unidimensionnel avec N couches de type fonction δ distribuées périodiquement à $x = n \times a$, $n = 0, 1, \dots, N - 1$. Ici, a est la constante du réseau.

$$E(x) = \begin{cases} E_i e^{-ikx} + E_r e^{ikx}, & x \geq Na \\ E_t e^{-ikx}, & x < 0. \end{cases} \quad (5.1)$$

Nous avons considéré ici, une onde plane incidente $E_i = e^{-ikx}$ de vecteur d'onde k , de droite qui donne naissance à une onde réfléchie, $E_r = e^{ikx}$, ainsi qu'une onde transmise $E_t = e^{-ikx}$ où le vecteur d'onde $k = \omega/c$, ω est la fréquence optique et c est la vitesse de la lumière dans le vide. À l'intérieur de la structure, le champ électrique pour le mode transverse-électrique (TE) satisfait l'équation d'onde indépendante du temps [50, 51].

$$\frac{d^2 E(x)}{dx^2} + \beta \sum_{n=1}^N [1 + \alpha |E(x)|^2] E(x) \delta(x - na) = 0 \quad (5.2)$$

Ici $E(x)$ est le champ électrique sur l'axe des x . $\beta = \varepsilon \omega^2 / c^2$ où ε est la permittivité électrique et α est la non-linéarité de Kerr. Pour simplicité, la constante du réseau est considérée comme une unité tout au long de ce travail ($a = 1$). L'équation (5.2) est formellement équivalente au modèle électronique de Kronig-Penney [51, 53, 53, 54]

Du point de vue numérique, il est plus utile de considérer la version discrète de cette équation, appelée représentation de Poincaré généralisée et peut être dérivée sans aucune approximation de l'équation (5.2). On obtient l'équation récursive suivante [50] :

$$E_{n+1} = [2\cos k - \beta(1 + \alpha |E(x)|^2)k \sin k] E_n - E_{n-1} \quad (5.3)$$

Où E_n est la valeur de l'amplitude du champ électrique en polarisation TE au site n . Cette représentation met en relation les valeurs des amplitudes du champ électrique en trois emplacements discrets successifs le long de l'axe x . La solution de l'équation ci-dessus est effectuée de manière itérative en prenant pour nos conditions initiales

les valeurs suivantes aux sites 0 et 1 : $E_0 = 1$ et $E_1 = e^{ik}$. On considère ici une onde électromagnétique ayant un vecteur d'onde k incident au site N de droite. Le coefficient de transmission T peut alors être exprimé comme [50] :

$$T = \frac{4\sin^2 k |E_0|^2}{|E_n e^{-ik} - E_{n-1}|^2} \quad (5.4)$$

Ainsi, T ne dépend que des valeurs de l'amplitude du champ électrique aux sites d'extrémité, E_{n-1} et E_n , qui sont évaluées à partir de l'équation itérative (5.3) [55].

Première partie

L'effet d'une faible non-linéarité

5.3 Transmission de type défaut induite par une faible non-linéarité dans cristaux photoniques parfaits unidimensionnels.

Nous effectuons des calculs numériques sur les effets de non-linéarité de Kerr sur les propriétés de transmission d'un cristal photonique parfait unidimensionnel. Le principal résultat de cette partie concerne seulement le régime de non-linéarité de défocalisation faible ($\alpha < 0$). En présence d'une non-linéarité de Kerr, l'indice de réfraction de la structure est affecté par l'intensité du champ électromagnétique, entraînant une modification de la caractéristique de la transmission d'une structure de bande photonique unidimensionnelle. Nous étudions l'effet d'une faible non-linéarité négative (défocalisation) sur le spectre de la transmission. Ici, nous observons une transmission de type mode de défaut induite par la non-linéarité dans un CP parfait 1D. Les dépendances de la transmission de type défaut sur la force de la non-linéarité, l'indice de réfraction, la longueur de la structure (le nombre de périodes) et l'angle d'incidence sont également étudiées. Nous étudions le cas des polarisations transversales électriques (TE) et transversales magnétiques (TM). Le spectre de transmission de cette structure peut être calculé en utilisant la méthode de la matrice de transfert.

5.3.1 Effet de la force de la non linéarité

Pour mettre en évidence l'effet d'une interaction non linéaire, nous discutons d'abord uniquement la polarisation TE des ondes électromagnétiques à incidence normale ($\theta = 0^\circ$). Nous choisissons le nombre de périodes de la structure $N = 44$. L'indice de réfraction de ces couches est supposé être $n = 3.5$, qui est la valeur du silicium. La figure 5.2 montre le spectre de transmission du cristal photonique 1D parfait pour les deux cas linéaire et non linéaire. Pour le cas linéaire ($\alpha = 0$), on peut voir clairement qu'il existe une bande interdite photonique (BIP) comprise entre $0.349\mu m$ et $0.391\mu m$, comme la montre la figure 5.2(a). Lorsqu'une non-linéarité de défocalisation très faible $\alpha = -10^{-6}$ est appliquée, un pic de transmission est produit à $\lambda_0 = 0.3728\mu m$ au sein du même BIP comme le montre la figure 5.2(b). Ce pic de transmission est appelé pic de transmission de type mode de défaut (Defect Mode-Like DML).

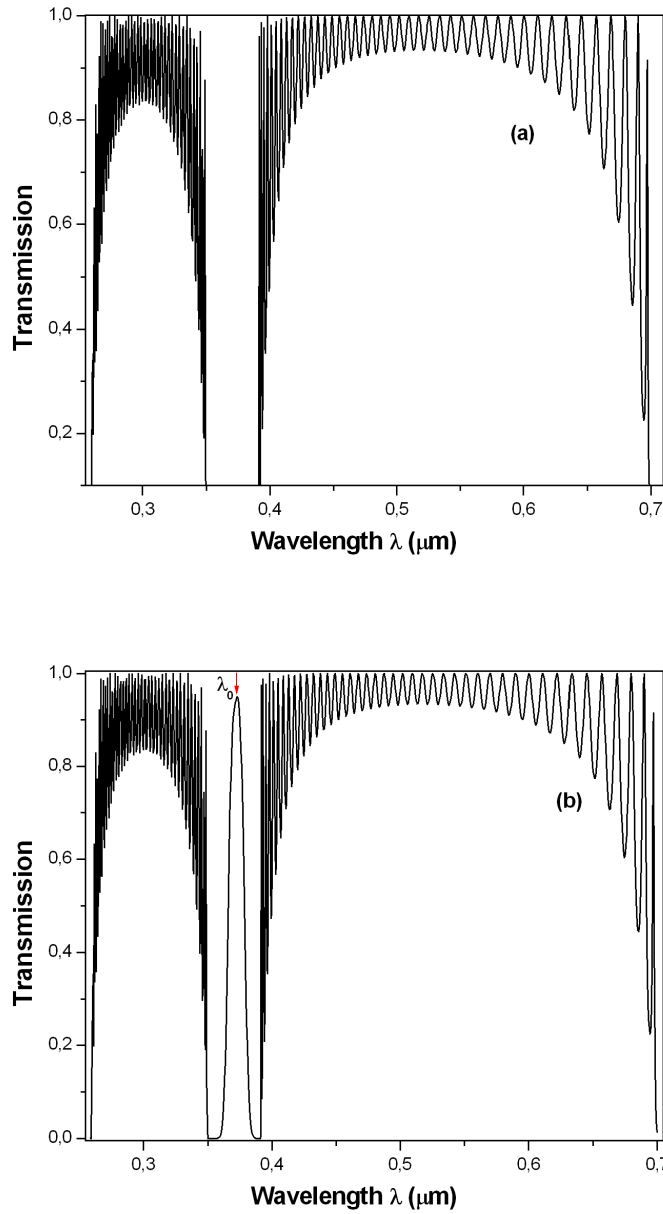


FIGURE 5.2 – Spectres de transmission en fonction de la longueur d’onde pour une structure de 44 couches et un indice de réfraction $n = 3.5$ pour (a) $\alpha = 0$ (cas linéaire). (b) $\alpha = -10^{-6}$ (montrant le pic de type mode de défaut dans la BIP).

Cela signifie qu'une faible non-linéarité de défocalisation ($\alpha < 0$) agit comme un défaut introduit dans un cristal photonique 1D parfait. Ce résultat est d'une grande importance pratique car nous pouvons avoir une transmission de type défaut sans introduire un défaut dans un cristal photonique parfait en choisissant un matériau non linéaire approprié. Pour voir l'effet de la non-linéarité sur ce pic de transmission de type défaut, nous avons calculé les spectres de transmission pour différentes forces de non-linéarité négative. Les résultats sont montrés sur la figure 5.3.

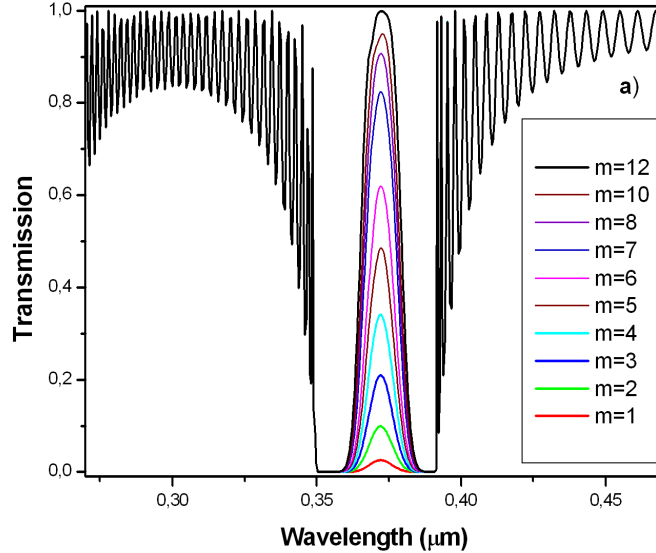


FIGURE 5.3 – Spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une structure de 44 couches et un indice de réfraction $n = 3.5$ et différentes intensités de non-linéarité $|\alpha| = m \times 10^{-7}$ avec $m = 1$ à 12 .

Nous pouvons observer que le pic de type défaut commence à apparaître pour $|\alpha| = 10^{-7}$ et son amplitude augmente à mesure que nous augmentons la non-linéarité en amplitude et atteint sa valeur maximale (transmission totale) pour une force de non-linéarité critique $|\alpha_c| = 12 \times 10^{-7}$ (comme le montre la figure 5.2) alors que sa position n'est pas affectée. On note que $|\alpha_c|$ dépend de la nature du matériau (l'indice de réfraction n).

Il a été constaté que la non-linéarité modifie l'indice de réfraction puisque $n = n_0 + n_2|E|^2$ (n_0 étant l'indice de réfraction linéaire, n_2 étant le coefficient de non-linéarité Kerr et E étant l'amplitude du champ électrique) entraînant le déplacement des modes de défaut et de la bande interdite photonique dans un cristal photonique 1D contenant des défauts vers des longueurs d'onde inférieures ou supérieures en fonction du signe de la non-linéarité Kerr n_2 [59, 58] Il est important de noter que, dans notre cas, la BIP et la position du pic de type mode défaut restent inchangés car la non-linéarité est très faible.

La figure 5.5 montre les spectres de transmission pour $|\alpha| > |\alpha_c|$. Cette figure montre qu'au-delà de $|\alpha_c|$, un dédoublement (ou splitting) du pic de type défaut commence à apparaître en présentant deux bosses qui se séparent en augmentant $|\alpha_c|$ formant deux pics distincts de même intensité quand la force de non-linéarité augmente (voir courbe rouge-solide).

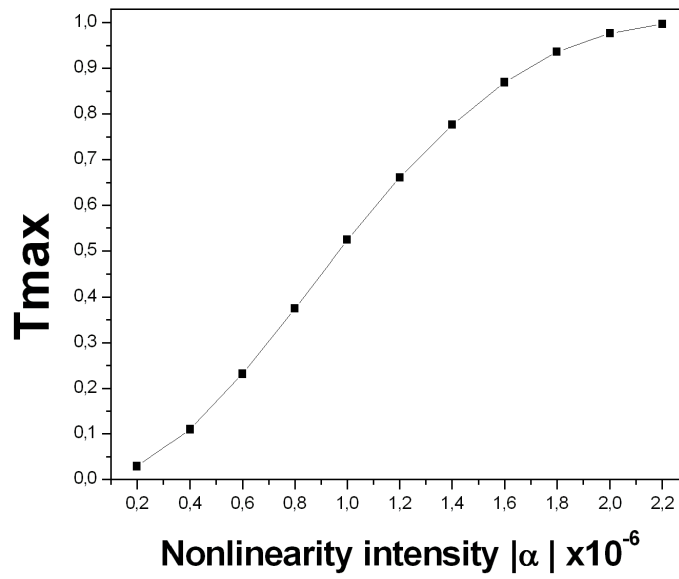


FIGURE 5.4 – Maximum de transmission en fonction de la force de la non-linéarité $|\alpha|$.

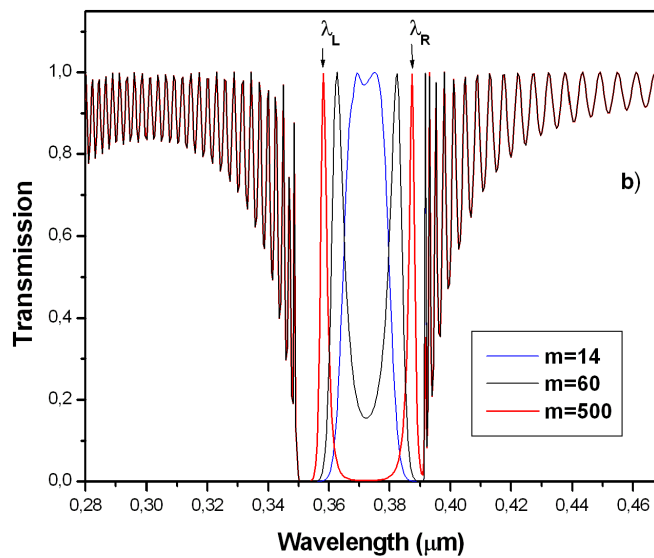


FIGURE 5.5 – Spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour $|\alpha| > |\alpha_c|$ avec $m = 14, 60$ et 500 .

Un aperçu de l'origine physique du pic de transmission DML peut être obtenu en traçant la dépendance spatiale de l'intensité du champ électrique. La figure 5.6 montre la variation de l'intensité du champ $|E|^2$ en fonction de la distance à la longueur d'onde $\lambda_0 = 0,3728\mu m$ correspondant au pic de transmission de la figure 5.2(b) (indiqué par une flèche) pour lequel $T = 1$. La figure 5.6 montre que l'enveloppe de $|E|^2$ semble similaire à celle d'un soliton de Sinus-Gordon et est ajustée avec précision par la fonction $f(x) = A \cosh^{-2}[\gamma(x - x_0)]$, où A est la valeur maximale de E , γ est un paramètre d'ajustement et $x_0 = 22.5$ est la distance moyenne. Nous pouvons alors conclure que le pic DML a une origine similaire à celle des solitons de gaps apparaissant dans les systèmes non-linéaires.

Pour comprendre les propriétés du dédoublement (ou splitting) du pic *DML* pour $|\alpha| = 500 \times 10^{-7}$, nous avons effectué des calculs de l'intensité du champ électrique aux longueurs d'onde $\lambda_L = 0.3581\mu m$ et $\lambda_R = 0.3874\mu m$ correspondant aux deux pics observés sur la figure 5.5 (courbe rouge-solide). Nous pouvons voir clairement sur la figure 5.6 que $|E|^2$ a le même profil de soliton de gap pour les deux pics. Cependant, l'amplitude du champ pour le pic de gauche est supérieure à celle du pic droit.

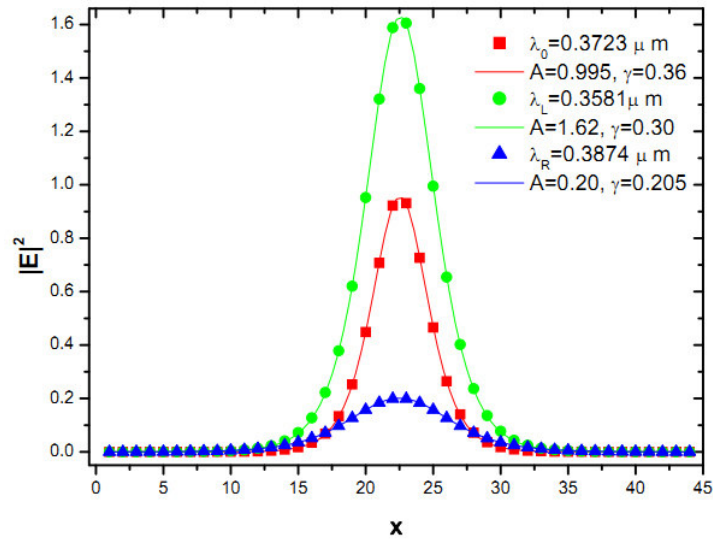


FIGURE 5.6 – Dépendance spatiale de l'intensité de champ normalisée $|E|^2/10^7$ à la longueur d'onde correspondant au pic DML : $\lambda_0 = 0.3728\mu m$ correspond au pic de transmission unique pour $|\alpha| = 1.2 \times 10^{-7}$ (indiqué par une flèche sur la Figure.5.2(b)), $\lambda_L = 0.3581\mu m$ et $\lambda_R = 0.3874\mu m$ (où λ_L et λ_R correspondent respectivement au pic droit et au pic gauche) pour $|\alpha| = 500 \times 10^{-7}$ (indiqué par des flèches sur la Figure 5.5). Les courbes continues correspondent à l'ajustement de la fonction Sinus-Gordon : $f(x) = A \cosh^{-2}[\gamma(x - x_0)]$. A représente l'amplitude du champ, γ est un paramètre convenable et $x_0 = 22.5$. Les valeurs de A et γ pour chaque longueur d'onde sont représentées sur la figure.

Pour vérifier l'effet de la force de non-linéarité sur le dédoublement du DML, nous avons calculé le spectre de transmission pour différentes valeurs de la force de la non-linéarité $|\alpha| = m \times 10^{-7}$ avec $m = 200, 300, 400, 500$ et 700 . Les résultats sont montrés sur la figure 5.7.

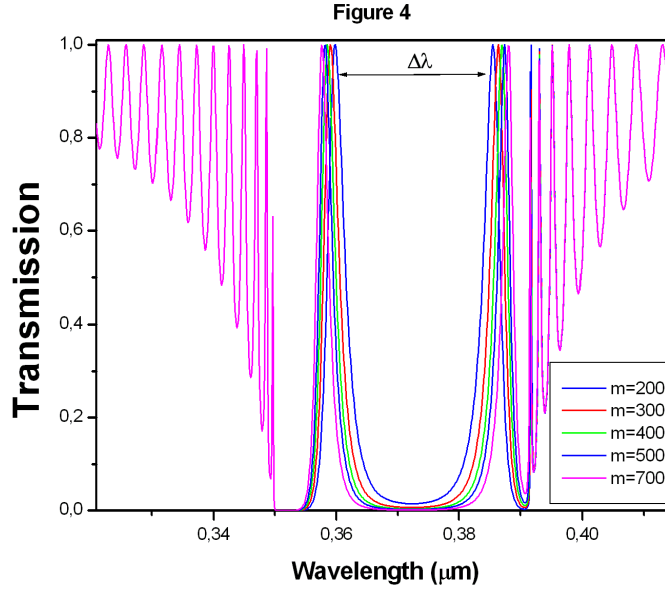


FIGURE 5.7 – Spectres de transmission en fonction de la longueur d’onde pour une structure de 44 couches, un indice de réfraction $n = 3.5$ et différentes intensités non-linéaires $|\alpha| = m \times 10^{-7}$ avec $m = 200$ à 700 .

Nous observons que, lorsque la force de la non-linéarité augmente, le dédoublement du DML continue de se produire mais le nombre de pics reste le même, c’est-à-dire deux pics dans le régime de faible force de non-linéarité. Nous pouvons également observer que ces pics se séparent très loin les uns des autres à mesure que la force de non-linéarité augmente. Nous avons calculé la différence de la longueur d’onde $\Delta\lambda$ entre deux pics représentés par $\Delta\lambda = \lambda_R - \lambda_L$ où λ_R et λ_L correspondent respectivement au pic droit et au pic de gauche, comme indiqué sur la figure 5.5, pour différentes valeurs de l’intensité non-linéaire. Les résultats révèlent que la différence de longueur d’onde $\Delta\lambda$ entre les pics augmente logarithmiquement avec la force de non-linéarité ($\Delta\lambda \approx A \ln(|\alpha|)$) (voir la figure 5.8).

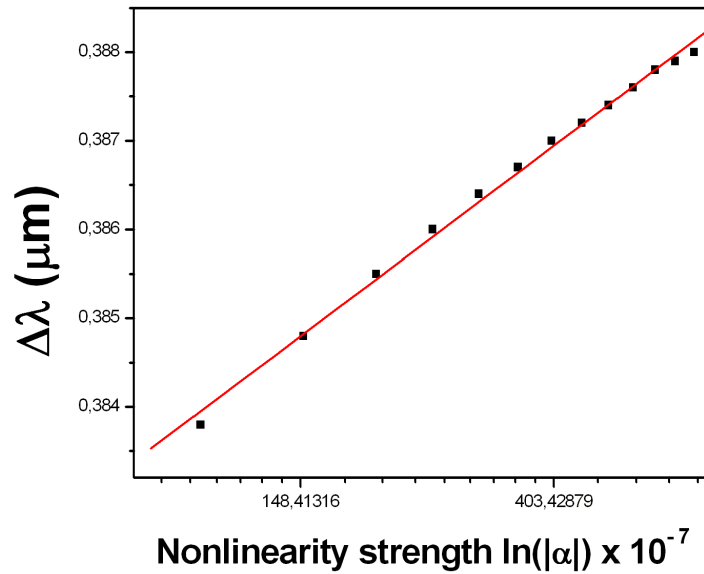


FIGURE 5.8 – Différence de la longueur d’onde calculée $\Delta\lambda = \lambda_R - \lambda_L$ entre deux pics en fonction de l’intensité de la non-linéarité $\ln(|\alpha|)$.

5.3.2 Effet de l’indice de réfraction

Pour étudier l’effet de l’indice de réfraction sur le pic de type mode de défaut (*DML*), nous calculons le spectre de transmission pour une force de non-linéarité fixe $|\alpha| = 10^{-6}$ et une structure de 44 couches pour différentes valeurs de l’indice de réfraction $n = [3.20 - 3.80]$. Les valeurs de l’indice de réfraction sont choisies suivant certains matériaux optiques[55]. Les résultats sont affichés sur la figure 5.9.

Nous observons qu’un pic de transmission (résonance de type mode de défaut) à l’intérieur de la bande interdite photonique commence à apparaître pour $n = 3.2$. Son intensité augmente avec l’augmentation de n (voir les figures. 5.9(a), 5.9(b)). Ainsi, l’indice de réfraction plus élevé conduit à un pic de résonance plus élevé et convient donc mieux à la conception de dispositifs de filtrage. Pour $n = 3.80$, un dédoublement (ou splitting) du pic du *DML* est observée, comme le montre la figure 5.10. On obtient un double mode de défaut avec une hauteur de pic inégale clairement située à l’intérieur de la *BIP*. La position de ces pics et de la *BIP* est légèrement décalée vers des longueurs d’onde plus élevées lorsque nous augmentons l’indice de réfraction, comme le montre la figure 5.11.

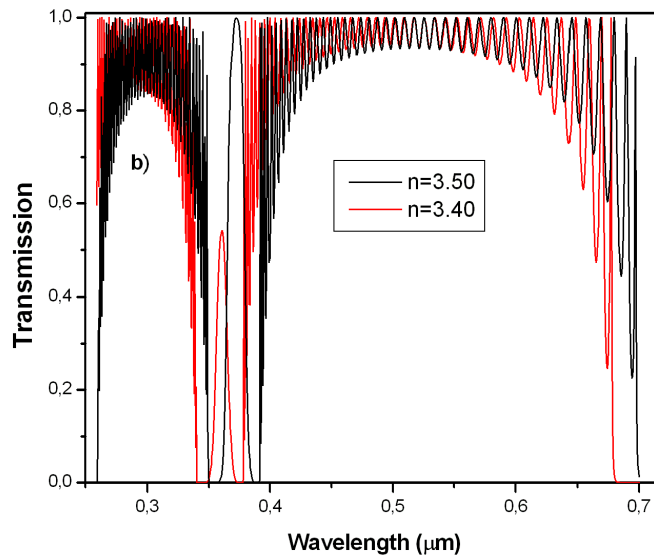
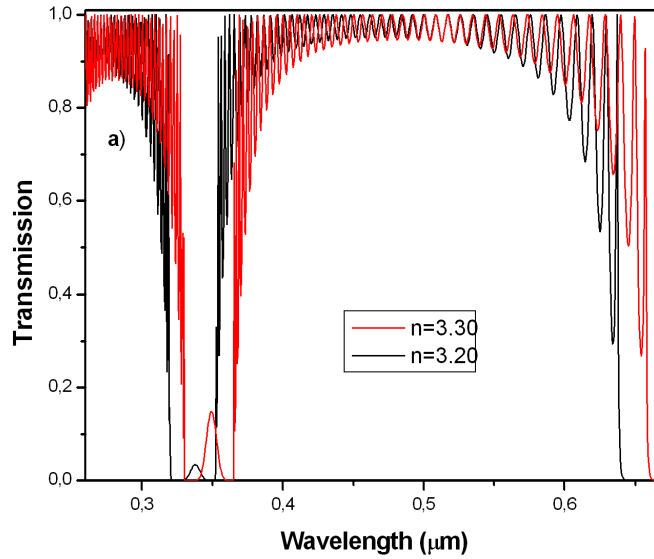


FIGURE 5.9 – Effet de l'indice de réfraction n sur le pic *DML*. Spectre de transmission pour une structure de 44 couches et $|\alpha| = 1.2 \times 10^{-6}$ pour différents indices de réfraction (a) $n = 3.2$ et $n = 3.3$, (b) $n = 3.4$ et $n = 3.5$.

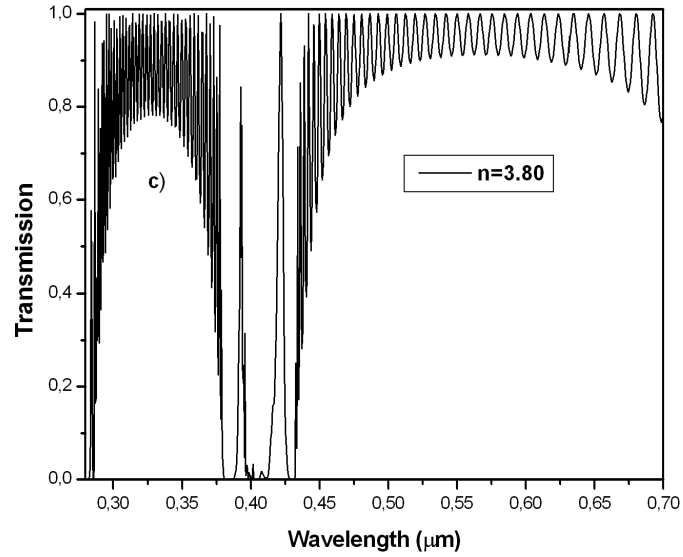


FIGURE 5.10 – Spectre de transmission pour une structure de 44 couches et $|\alpha| = 1.2 \times 10^{-6}$ pour un indice de réfraction $n = 3.80$. Un double pic de type défaut avec une hauteur de pic inégale clairement observée à l’intérieur de la *BIP* est obtenu.

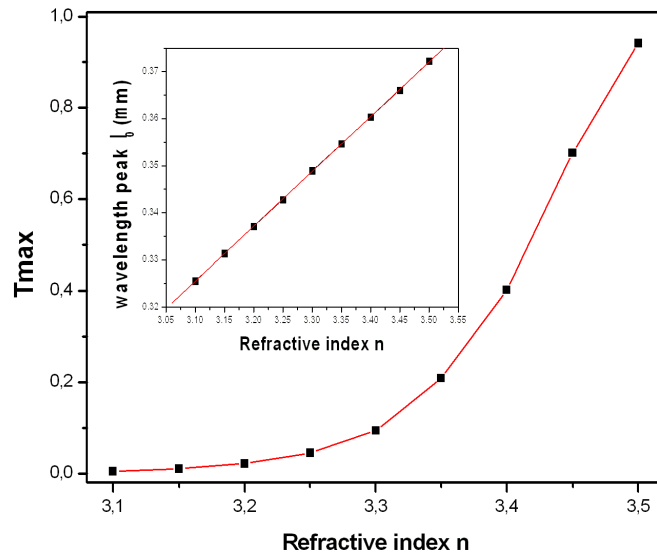


FIGURE 5.11 – Maximum de la transmission en fonction de l’indice de réfraction n . L’encart montre la longueur d’onde du pic calculée λ_0 en fonction de l’indice de réfraction n pour une structure de 44 couches pour une non-linéarité négative, $\alpha = -10^{-6}$. La ligne continue correspond à un ajustement linéaire.

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la transmission totale du pic de type mode de défaut dépend d'une force critique de la non-linéarité $|\alpha_c|$, qui dépend elle-même de l'indice de réfraction n . Pour chaque valeur de l'indice de réfraction n , nous avons calculé les spectres de transmission pour différentes forces de non-linéarité et estimé la force critique de non-linéarité $|\alpha_c|$ (pour différentes valeurs de n). Les résultats sont affichés sur la figure 5.12. On peut voir sur cette figure que $|\alpha_c|$ décroît exponentiellement avec l'indice de réfraction n comme $|\alpha_c| = A \exp(-n/B)$, avec $A = 15.2353 \times 10^4$ et $B = 0.1337$.

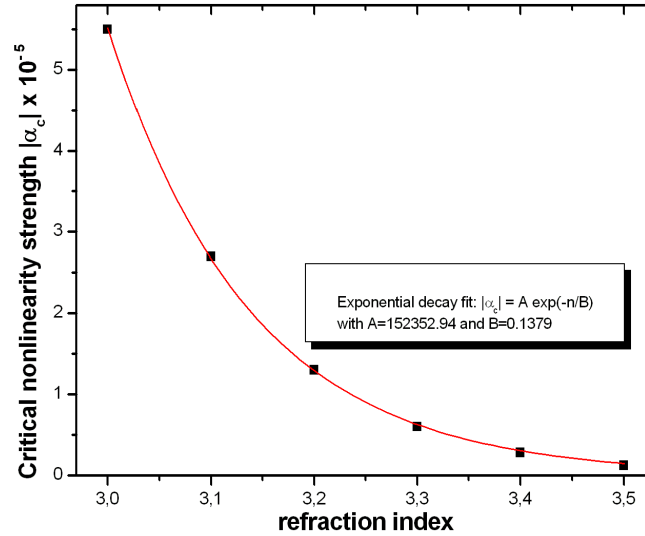


FIGURE 5.12 – Force de la non-linéarité critique $|\alpha_c|$ pour une transmission totale en fonction de l'indice de réfraction n pour une structure de 44 couches à incidence normale. La courbe continue correspond à un ajustement de décroissance exponentielle : $|\alpha_c| = A \exp(-n/B)$, avec $A = 15.2353 \times 10^4$ et $B = 0.1379$.

Pour évaluer le comportement de la différence de longueur d'onde entre les deux pics, nous traçons les spectres de transmission pour différentes valeurs d'indice de réfraction $n = 3.80, 3.82$ et 3.84 . Les résultats sont tracés sur la figure 5.13. Cette figure montre qu'à mesure que l'indice de réfraction n augmente, les positions des pics se déplacent vers les longueurs d'onde supérieures. On observe également que les deux pics persistent à apparaître mais l'amplitude du premier pic (pic de gauche) diminue en augmentant n tandis que celle du second pic (pic droit) reste inchangée. La différence de la longueur d'onde calculée $\Delta\lambda$ entre les deux pics augmente linéairement avec l'indice de réfraction n (voir la figure 5.14).

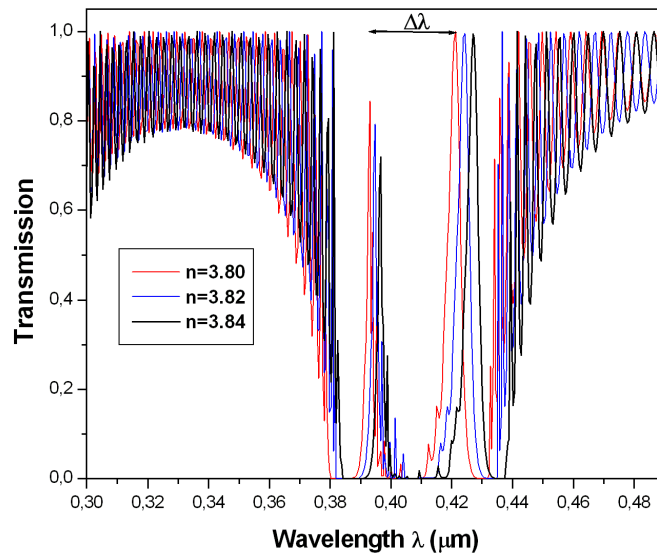


FIGURE 5.13 – Spectres de transmission en fonction de la longueur d’onde pour une structure de 44 couches et différents indices de réfraction $n = 3.80$, $n = 3.82$ et $n = 3.84$ pour $|\alpha| = 10^{-6}$.

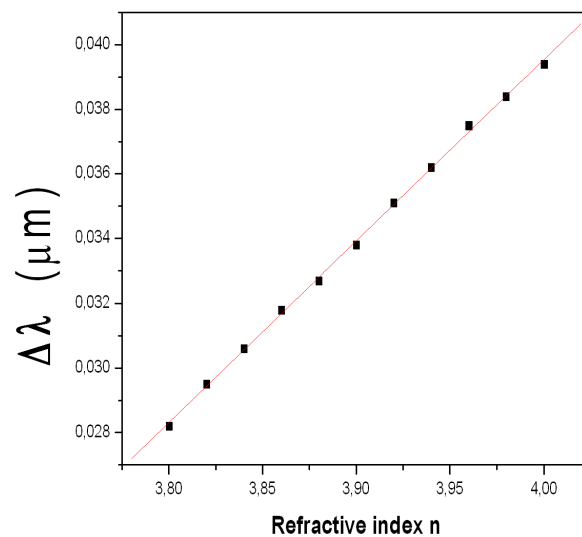


FIGURE 5.14 – Différence de longueur d’onde calculée $\Delta\lambda = \lambda_R - \lambda_L$ en fonction de l’indice de réfraction n .

5.3.3 Effet de l'angle d'incidence et de la polarisation

Pour étudier l'effet de l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique sur le pic de type défaut, nous calculons le spectre de transmission pour une force de non-linéarité fixe $|\alpha| = 1.2 \times 10^{-6}$ correspondant à une résonance maximale (transmission totale), d'une structure de 44 couches et un indice de réfraction $n = 3.5$. Sur la figure 5.15, les spectres de transmission en mode TE et TM sont tracés à des angles d'incidence distincts, $\theta = 0^\circ$, $\theta = 5^\circ$ et $\theta = 10^\circ$, respectivement.

Cette figure montre comment le pic de type mode de défaut (DML) peut être affecté par l'angle d'incidence. Il est très clair d'après cette figure que l'amplitude du pic de type mode de défaut diminue avec l'augmentation de l'angle d'incidence pour la polarisation TE et TM . On observe également que sa longueur d'onde (position) se déplace progressivement avec la bande interdite photonique dans le sens de la longueur d'onde inférieure lors de l'augmentation de l'angle d'incidence θ pour la polarisation TE (figure 5.15(a)) tandis que pour le mode TM , elle se déplace vers des longueurs d'onde plus élevées (figure 5.15(b)).

La dépendance de la longueur d'onde de type mode défectueux et de son intensité sur l'angle d'incidence pour les polarisations TE et TM est illustrée plus en détail sur la figure 5.16. Il est clair d'après cette figure que l'intensité du mode de défaut (pic) ainsi que sa position sont affectées par l'angle d'incidence. L'intensité du pic (DML) diminue à mesure que l'angle d'incidence augmente et semble être très insensible à la polarisation de la lumière (voir la figure 5.17). La longueur d'onde de résonance du pic (DML) se déplace progressivement dans le sens de longueurs d'onde inférieures pour le mode TE tandis qu'elle se déplace progressivement dans le sens de longueurs d'onde supérieures pour le mode TM (figure 5.16). Au-delà de $\theta = 20^\circ$, elle semble augmenter linéairement avec l'angle d'incidence pour le mode TM ou diminuer linéairement avec l'angle d'incidence pour la lumière polarisée TE .

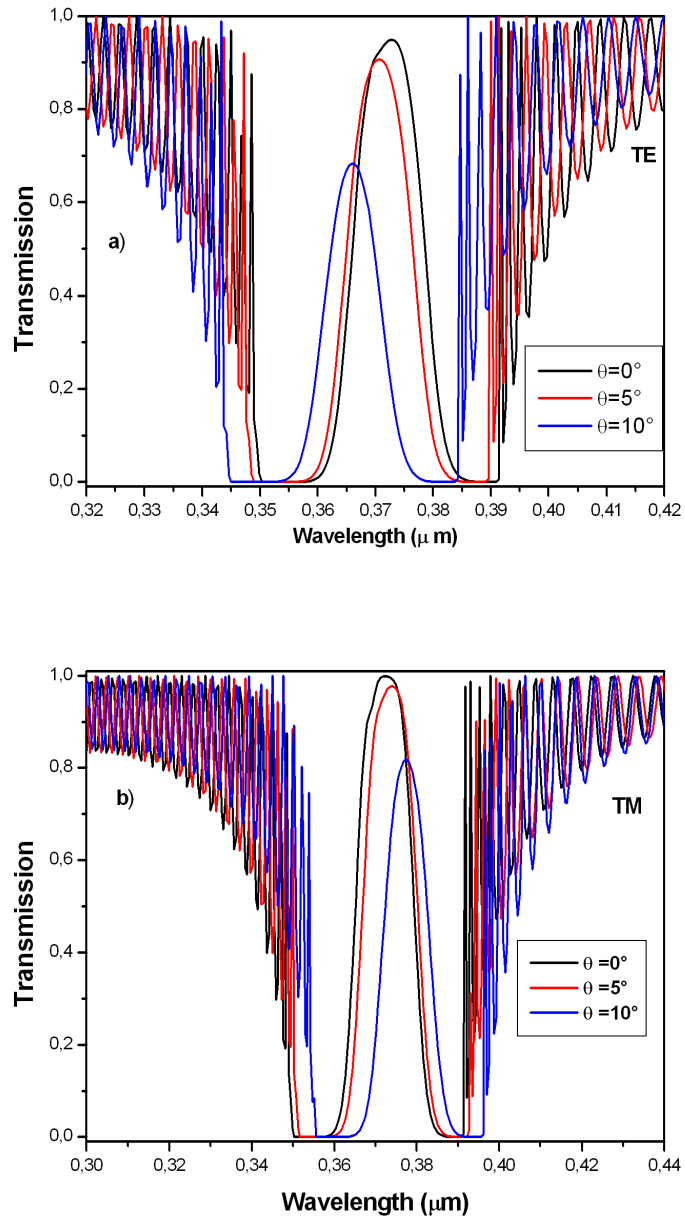


FIGURE 5.15 – Effet de l’angle d’incidence sur le pic de type mode de défaut. Spectre de transmission pour une structure de 44 couches, $|\alpha| = 1.2 \times 10^{-6}$ et $n = 3.5$ à des angles d’incidence distincts, $\theta = 0^\circ$, $\theta = 5^\circ$ et $\theta = 10^\circ$ pour le mode (a) *TE* et (b) Mode *TM*.

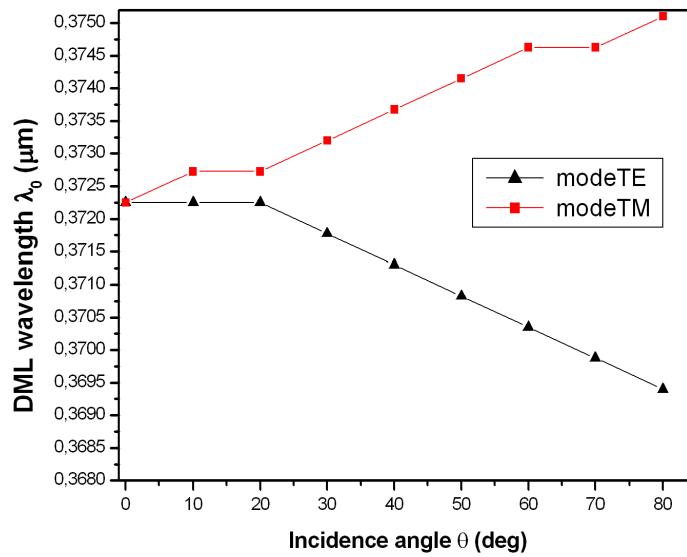


FIGURE 5.16 – Dépendance de la longueur d’onde du pic du type mode de défaut λ_0 en fonction de l’angle d’incidence θ .

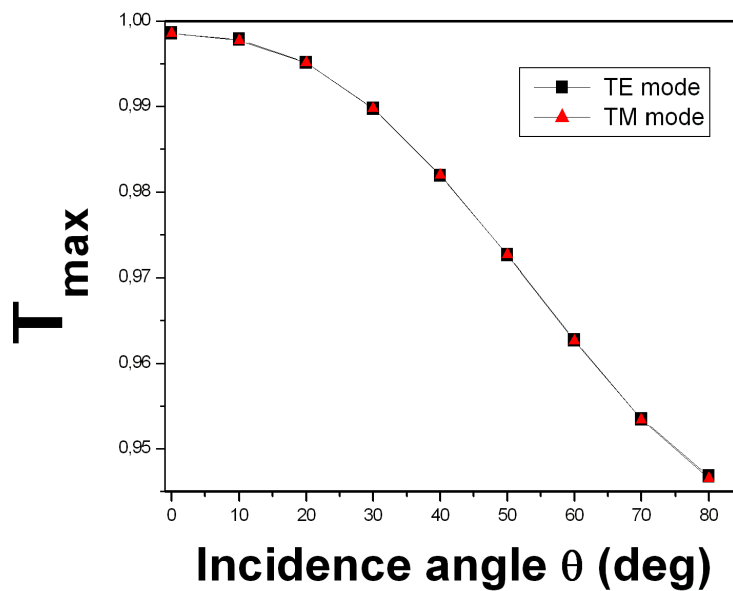


FIGURE 5.17 – Maximum de la transmission du pic du type mode de défaut en fonction de l’angle d’incidence pour une structure de 44 couches d’indice de réfraction $n = 3.5$ et de force non-linéaire $|\alpha| = 10^{-6}$.

5.3.4 Effet du nombre de périodes

Pour étudier plus en détail l'effet du nombre de couches du cristal photonique sur le pic de type mode de défaut, nous calculons numériquement les spectres de transmission pour une force de non-linéarité fixe $|\alpha| = 10^{-6}$ et un indice de réfraction $n = 3.5$ pour différentes valeurs du nombre de périodes $N = 36, 40, 44$ et 100 . Nous choisissons $\theta = 0^\circ$ car nous avons trouvé un pic *DML* d'amplitude maximale à une incidence normale. Les résultats sont présentés sur la figure 5.18.

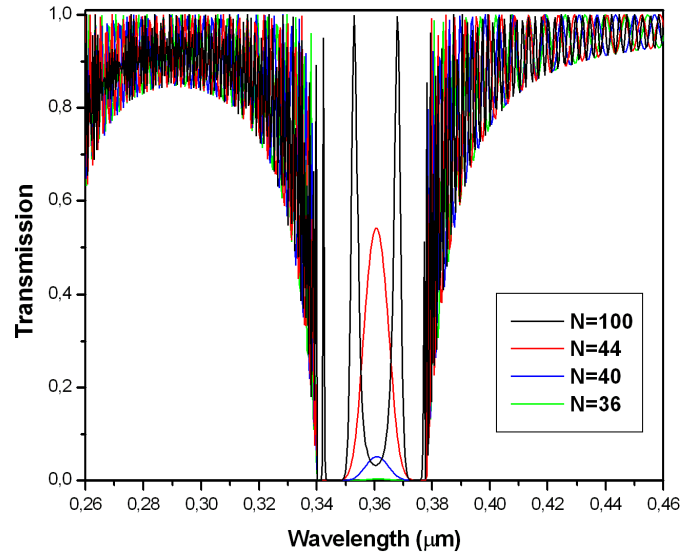


FIGURE 5.18 – Spectres de transmission à une incidence normale pour $n = 3.4$, $|\alpha| = 1.2 \times 10^{-6}$, et différents nombres de périodes $N = 36, 40, 44$ et 100 .

On peut voir qu'un seul pic semblable à un mode de défaut apparaît à l'intérieur de la *BIP* pour $N = 36$. De cette figure, il est évident que, comme le nombre de périodes N augmente, la résonance devient plus forte. À mesure que nous augmentons le nombre de périodes de $N = 34$ à $N = 44$, l'amplitude maximale du *DML* augmente, comme il est indiqué dans la figure 5.19. Le maximum de la transmission (intensité de pic) semble augmenter de façon exponentielle avec le nombre de couches.

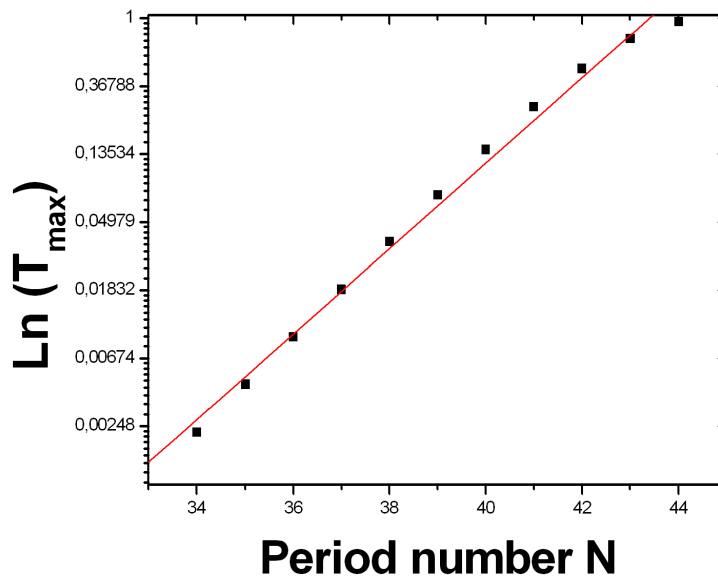


FIGURE 5.19 – Variation de l'intensité du pic de type mode de défaut (échelle logarithmique) par rapport au nombre de périodes N .

Pour $N = 100$, un dédoublement (splitting) de ce pic est observé avec une transmission totale (courbe noire continue sur la figure 5.18). Deux pics d'intensités identiques apparaissent clairement à l'intérieur de la *BIP*. Ce résultat intéressant est d'une grande importance pratique car il peut être utilisé comme filtre de transmission à bande étroite. Un filtre à double canal peut être obtenu en augmentant le nombre de périodes dans la structure photonique non linéaire.

Deuxième partie

Effet d'une forte non-linéarité

5.4 Effet d'une forte non-linéarité de Kerr sur la transmission de la lumière dans un cristal photonique unidimensionnel

Nous effectuons des calculs numériques pour explorer les effets de la non-linéarité de Kerr sur la propagation de la lumière dans un cristal photonique unidimensionnel. En premier lieu, nous considérons uniquement la polarisation TE des ondes électromagnétiques se propageant à incidence normale. L'équation 5.2 montre qu'avec des coefficients non linéaires différents ou une intensité de champ électrique différente, la permittivité aura des valeurs très différentes, ce qui peut influencer considérablement la propriété de transmission de l'onde électromagnétique. Dans un cristal photonique défectueux, il a été constaté que la non-linéarité de Kerr positive déplace toujours les modes de défaut vers les longueurs d'onde supérieures, tandis que la non-linéarité négative les déplace vers les longueurs d'onde inférieures [58, 59]. L'effet de non-linéarité sur la largeur de bande interdite photonique d'un cristal photonique parfait n'a pas été étudié.

Tout d'abord, examinons comment les bandes interdites photoniques d'un cristal photonique unidimensionnel sont affectées par la non-linéarité de Kerr. Les deux cas de non-linéarité de Kerr positive et négative seront étudiés. Sur la figure 5.20, nous montrons l'effet de la non-linéarité d'auto-focalisation ($\alpha > 0$) et d'auto-défocalisation ($\alpha < 0$) sur le spectre de transmission d'une structure cristalline photonique. Nous choisissons le nombre de périodes de structure $N = 6$. L'indice de réfraction de ces couches est supposé être $n = 3.5$, qui est la valeur du silicium. La figure 5.20(a) montre que pour une non-linéarité de Kerr positive ($\alpha > 0$), la bande interdite photonique (BIP) est décalée vers des longueurs d'onde supérieures. Lorsque nous augmentons la force de la non-linéarité de Kerr α , la largeur du BIP augmente. Le décalage de la BIP peut s'expliquer par le fait qu'une non-linéarité de Kerr positive donne lieu à une augmentation de l'indice de réfraction et donc ce changement fait un décalage de la position du BIP vers les longueurs d'onde supérieures. Par conséquent, la non-linéarité auto-focalisée a tendance à élargir la largeur des bandes interdites photoniques et donc à localiser la propagation de l'onde. La situation est différente si l'on considère une non-linéarité négative. Les spectres de transmission pour une non-linéarité auto-défocalisante ($\alpha < 0$) sont montrés sur la figure 5.20(b).

Nous avons trouvé une valeur critique de l'intensité non-linéaire de Kerr $\alpha_c = -1.0$, pour laquelle le cristal photonique devient transparent et une transmission totale (BIP nulle) est observée. La suppression du BIP pour la valeur critique α_c peut s'expliquer par le fait que le paramètre $\beta^* = \beta(1 + \alpha|E(x)|^2)$ dans l'équation 5.2 a tendance à disparaître pour $\alpha_c = -1.0$. Deux comportements distincts pour $|\alpha| < |\alpha_c|$ et $|\alpha| > |\alpha_c|$ sont observés sur la figure 5.20(b). Cette figure montre que dans le régime de non-linéarité faible $|\alpha| < |\alpha_c|$, la BIP se déplace vers des longueurs d'onde inférieures et sa largeur diminue et devient de plus en plus supprimée à mesure que nous augmentons la force de non-linéarité $|\alpha|$ (en magnitude). Cette figure montre également que pour de petites valeurs de non-linéarité auto-défocalisante, l'augmentation de l'intensité de champ $|E|$ réduit le paramètre effectif β^* et la bande interdite photonique devient plus étroite. Ainsi, la largeur du BIP diminue avec l'augmentation des valeurs de la non-linéarité de Kerr à condition que $|\alpha| < |\alpha_c|$.

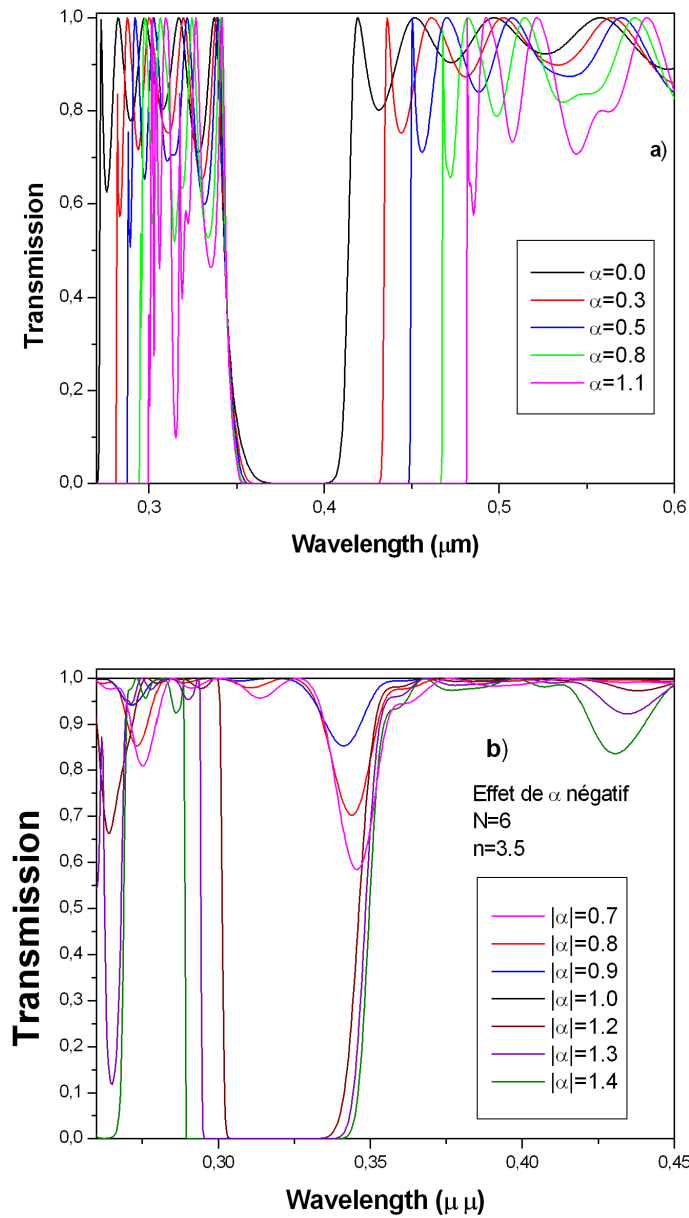


FIGURE 5.20 – Spectres de transmission en fonction de la longueur d’onde pour une structure de 6 couches et un indice de réfraction $n = 3.5$. a) Effet de la non-linéarité d’auto-focalisante ($\alpha > 0$). b) Effet de la non-linéarité auto-défocalisante ($\alpha < 0$).

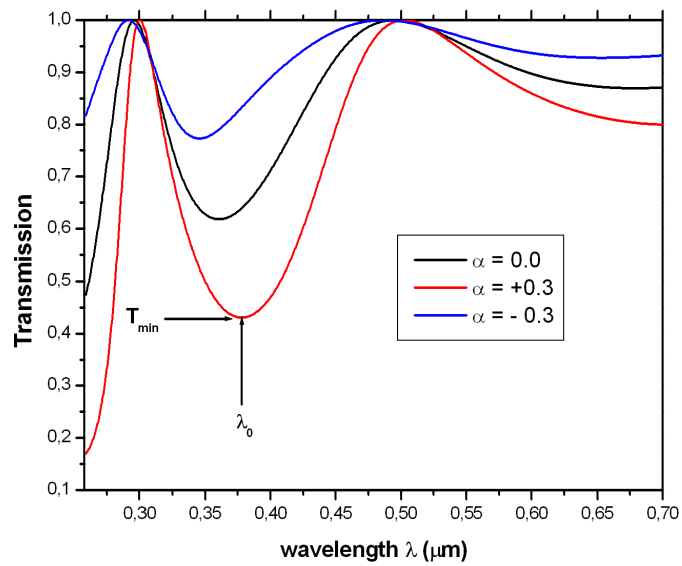


FIGURE 5.21 – Spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une structure double couche ($N = 2$) pour l'onde TE à incidence normale pour $\alpha = 0, -0.1$ et $+0.1$.

Pour des valeurs plus élevées de la non-linéarité, $|\alpha| > |\alpha_c|$ (régime de non-linéarité forte), l'effet est inversé, c'est-à-dire que la largeur de la *BIP* augmente avec la force de non-linéarité $|\alpha|$. Pour avoir une vision claire de l'effet d'une non-linéarité Kerr défocalisante, nous considérons une structure cristalline photonique simple de deux couches ($N = 2$). Dans la figure 5.21, nous avons présenté le spectre de transmission d'une structure double ($N = 2$) pour les petites valeurs de la force de défocalisation et de focalisation non-linéaire en comparaison avec le cas linéaire ($\alpha = 0$). Pour chaque valeur de force de non-linéarité de défocalisation $|\alpha|$, nous avons calculé le minimum de transmission T_{min} (correspondant à la vallée de la transmission, indiquée par une flèche sur la figure 5.21). Les résultats pour le régime de faible non-linéarité $|\alpha| < |\alpha_c|$ sont représentés sur la figure 5.22. La non-linéarité auto-défocalisante délocalise l'onde électromagnétique puisque le minimum de la transmission augmente avec l'intensité de la non-linéarité $|\alpha|$, tandis que la non-linéarité auto-focalisante localise le mode de propagation (diminution du minimum de la transmission).

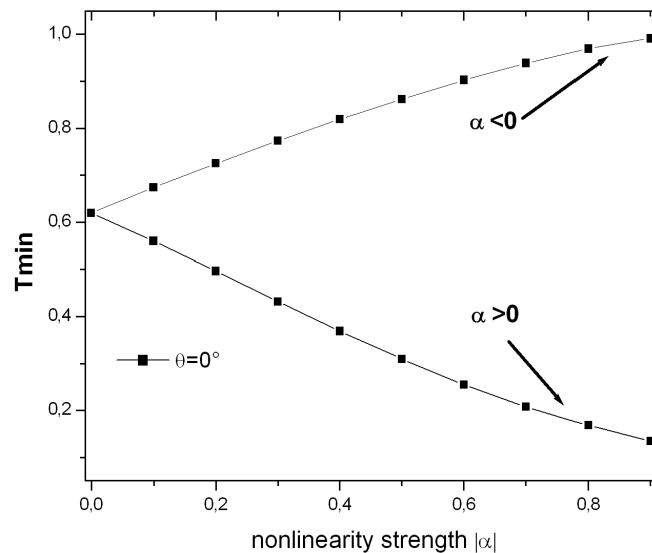


FIGURE 5.22 – Minimum de la transmission en fonction de la force de la non-linéarité pour une structure double pour $|\alpha| < |\alpha_c|$ (régime de non-linéarité faible) pour l'onde *TE* à une incidence normale

Pour le régime de non-linéarité forte, la figure 5.23 montre qu'une non-linéarité auto-défocalisante peut également localiser la lumière au-dessus de la valeur critique $|\alpha_c| = 1$.

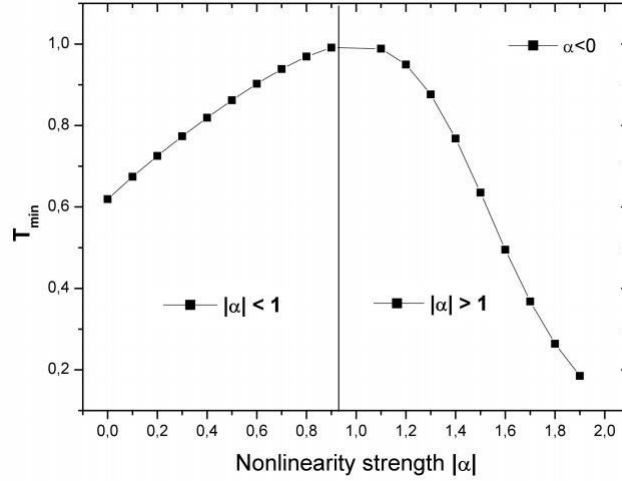


FIGURE 5.23 – Minimum de transmission en fonction de la force de non-linéarité pour une structure double, pour une non-linéarité auto-défocalisante $\alpha < 0$, régimes de non-linéarité faible et fort pour l’onde TE à incidence normale $\theta = 0^\circ$.

En résumé, la non-linéarité auto-défocalisante semble diminuer la largeur de la *BIP* et déplacer sa position vers les courtes longueurs d’onde à condition que sa force satisfasse $|\alpha| < |\alpha_c|$. Quand $|\alpha| > |\alpha_c|$ et pour toute quantité de non-linéarité d’auto-focalisation ($\alpha > 0$), la largeur de la bande interdite photonique augmente et sa position passe aux longueurs d’onde supérieures. Il est bien connu que l’angle d’incidence de la lumière influencera le processus d’interférence au sein d’un *CP*. Dans la figure 5.24, nous avons calculé les spectres de transmission de la structure double à différentes valeurs d’angle d’incidence ($\theta = 0^\circ, \theta = 10^\circ, \theta = 20^\circ$ et $\theta = 30^\circ$) pour une valeur fixe de la non-linéarité de défocalisation $\alpha = -0.1$. Il est clair que la position de la bande interdite photonique (représentée par la vallée) se déplace progressivement dans le sens des petites longueurs d’onde avec l’augmentation de l’angle d’incidence θ . On observe également que le minimum de la transmission est affecté par la variation de l’angle d’incidence. La transmission est renforcée avec l’augmentation de l’angle d’incidence. Le même comportement de dépendance à la transmission de l’angle d’incidence a été observé dans les cristaux photoniques désordonnés [60]. Il est également montré sur cette figure que le minimum de la transmission augmente avec l’angle d’incidence pour une force de non-linéarité donnée.

Pour examiner l’effet de la polarisation, nous montrons sur la figure 5.25 le minimum de la transmission T_{\min} et sa longueur d’onde correspondante λ_0 en fonction de l’angle d’incidence pour les deux polarisations TE et TM . Pour un angle non nul, les deux modes de polarisation, TE et TM , possèdent des comportements différents de la longueur d’onde λ_0 . Pour le mode TE , elle diminue avec l’angle d’incidence (la *BIP* se déplace vers les faibles longueurs d’onde) tandis que pour le mode TM , elle augmente (la *BIP* se déplace vers les longueurs d’onde les plus élevées). De plus, l’intensité du minimum de transmission augmente avec l’augmentation de l’angle d’incidence. Cependant, la variation de T_{\min} avec l’angle d’incidence semble être indépendante de la polarisation (voir la figure 5.26).

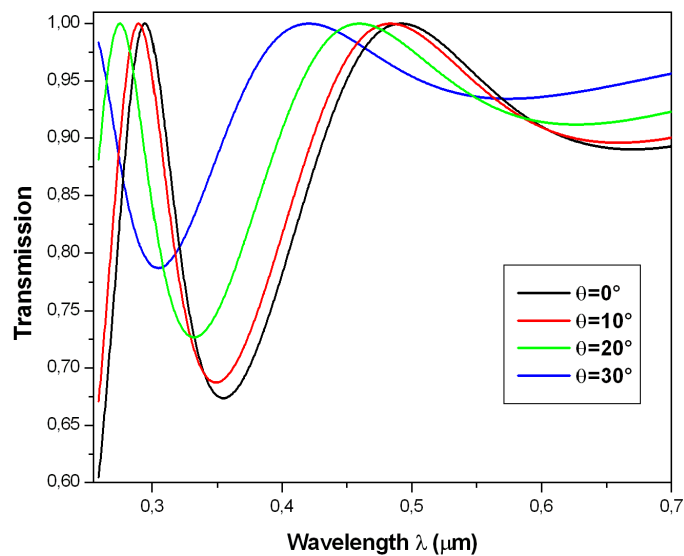


FIGURE 5.24 – Spectres de transmission en fonction de la longueur d’onde pour une structure double à différentes valeurs d’angle d’incidence ($\theta = 0^\circ, \theta = 10^\circ, \theta = 20^\circ$ et $\theta = 30^\circ$) pour l’onde TE pour une non-linéarité de défocalisation $\alpha = -0.1$.

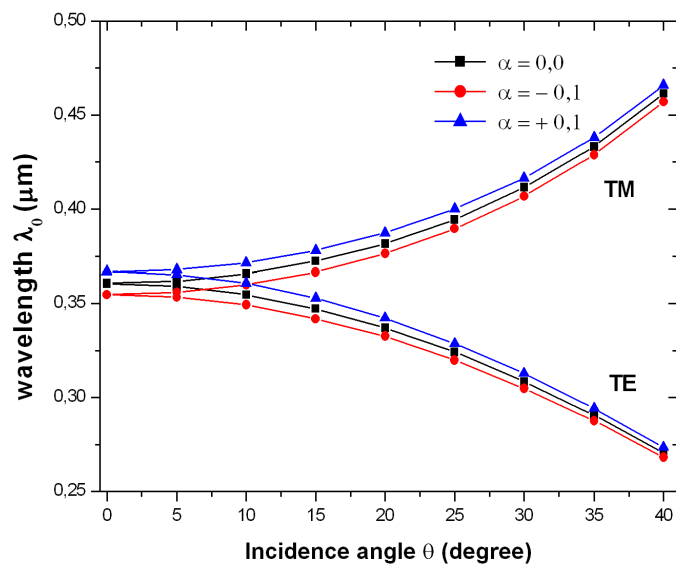


FIGURE 5.25 – La longueur d’onde de transmission minimale λ_0 en fonction de l’angle d’incidence pour les modes TE et TM et pour $\alpha = 0, -0.1$ et 0.1 .

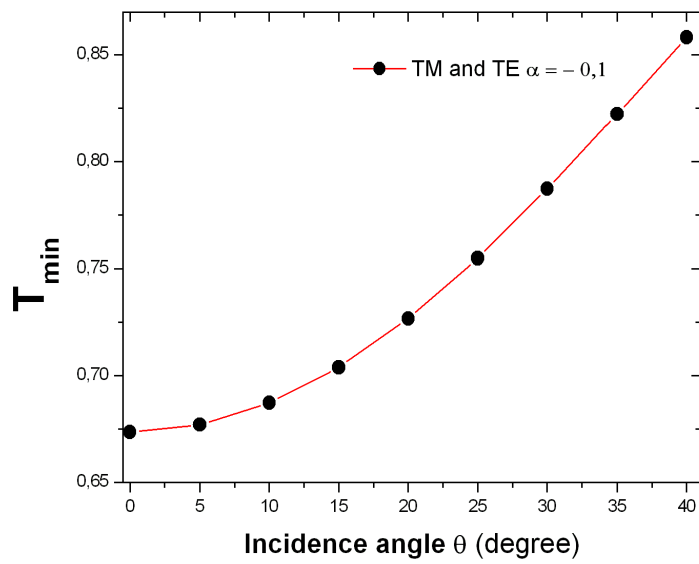


FIGURE 5.26 – Minimum de la transmission en fonction de l'angle d'incidence pour $\alpha = -0.1$.

5.5 Conclusion

En conclusion, nous avons étudié, en premier lieu, dans ce travail l'effet de la non-linéarité de Kerr à faible défocalisation sur les propriétés de transmission de cristaux photoniques (CP) unidimensionnels ($1D$) sans défauts. Un phénomène très important et intéressant est observé lorsqu'une non-linéarité de défocalisation très faible est appliquée à un cristal photonique $1D$ sans défaut. Nous avons trouvé la présence d'un pic de type mode de défaut (c'est-à-dire un pic de transmission de résonance unique) dans la bande interdite photonique avec une transmission totale. Cela signifie qu'une faible non-linéarité négative agit comme un défaut introduit dans un cristal photonique $1D$ parfait.

C'est un résultat très intéressant. Nous pouvons choisir un matériau non linéaire approprié pour avoir un pic semblable à un mode de défaut sans introduire de défaut dans un cristal photonique. Avec la présence de ce pic résonant en transmission, la structure peut être utilisée comme filtre de transmission à bande étroite. Nous avons démontré numériquement que l'intensité du pic de type défaut dépend de la force de non-linéarité, de l'indice de réfraction et du nombre de couches, tandis que sa position ne dépend que de l'angle d'incidence et de l'indice de réfraction.

Nous avons également constaté que la longueur d'onde de pic du type de défaut se déplace vers les courtes longueurs d'onde lorsque l'angle d'incidence augmente pour le mode TE tandis qu'elle se déplace vers les grandes longueurs d'onde pour le mode TM . Une transmission totale du pic (DML) est observée pour une valeur critique $|\alpha_c|$ de la non-linéarité qui elle-même dépend de l'indice de réfraction n . Nous avons constaté que $|\alpha_c|$ diminue de façon exponentielle avec l'indice de réfraction n . Nous avons également trouvé un indice de réfraction critique n_c et un nombre de période critique de la structure photonique N_c au-dessus desquels un dédoublement (splitting) du pic de type mode de défaut est observé. Le dédoublement de ce pic est également observée pour $|\alpha| > |\alpha_c|$. Par conséquent, en augmentant le nombre de périodes N du PC ou l'indice de réfraction n , un double pic de type mode de défaut est obtenu, conduisant à une conception possible d'un filtre de transmission multi-canal ajustable à bande étroite. Nous avons également constaté que la différence de longueur d'onde $\Delta\lambda$ entre les deux pics augmente logarithmiquement avec la force de non-linéarité alors qu'elle augmente linéairement avec l'indice de réfraction.

Nous avons aussi étudié l'effet Kerr optique d'une forte non linéarité d'auto-focalisante et d'auto-focalisante sur les propriétés de transmission des cristaux photoniques (CP) unidimensionnels ($1D$) pour la polarisation TE d'incidence normale. Nous avons constaté que la largeur et la position de la bande interdite photonique (BIP) sont sensibles au signe et à la force du coefficient non linéaire de Kerr.

Nous avons mis en évidence le rôle de l'intensité non linéaire sur le comportement de la transmission. Pour la non-linéarité d'auto-focalisation, nous avons trouvé une gamme de forces de non-linéarité ($|\alpha| < |\alpha_c|$) pour lesquelles la largeur de bande interdite photonique diminue lorsque la force de non-linéarité augmente, et une force de non-linéarité critique $|\alpha_c|$ au-dessus de laquelle le comportement s'inverse. A cette valeur critique, le cristal photonique devient transparent et la bande interdite pho-

tonique est supprimée. Cependant, toute quantité de non-linéarité d'auto-focalisation ($\alpha > 0$) conduit à une augmentation de la largeur de la *BIP* conduisant à une localisation de la lumière.

Enfin, nous avons étudié les propriétés de transmission de nos *CP* sous différents angles d'incidence pour les polarisations transversales électriques (*TE*) et magnétiques transverses (*TM*). Nous avons constaté que la *BIP* est sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de la lumière incidente. Lorsque l'angle d'incidence augmente, la *BIP* et le minimum de transmission se déplacent vers les régions de courtes longueurs d'onde pour le mode *TE* tandis qu'ils se dirigent vers les régions de longues longueurs d'onde pour le mode *TM*. Une augmentation significative de l'intensité du minimum de transmission est observée et semble être indépendante de la polarisation.

Bibliographie

- [1] E.Yablonovitch Phys.Rev.Lett. 58, 2059 (1987).
- [2] S. John Phys.Rev.Lett. 58, 2486 (1987).
- [3] G. Antonopoulos, F. Benabid, T. A. Birks, D. M. Bird, J. C.Knight, and P. St. J. Russell Opt. Express 14, 3000 (2006).
- [4] Y. Yang, Y. F. Xu, T. Xu, H.-X. Wang, J.-H. Jiang, X. Hu, and Z. H. Hang. Phys.Rev.Lett. 120, 217401 (2018).
- [5] S. B. Hasan, A. P. Mosk, W. L. Vos, and A. L. Aghajani, Phys. Rev. Lett. 120, 237402 (2018).
- [6] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade. Photonic Crystals : Modeling the Flow of Light Princeton University Press, Princeton, (2008).
- [7] Z. M. Jiang, B. Shi, D. T. Zhao, J. Liu, and X. Wang. Appl. Phys. Lett. 79, 3395 (2001).
- [8] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and M. J. Bloemer. Phys.Rev.Lett. 73, 1368 (1994).
- [9] K.- Y. Xu, X. Zheng, C.-L. Li, and W. L. She. Phys.Rev.E 71,066604 (2005).
- [10] C.-J. Wu and Z. H. Wang. Prog. Electromagn. Res. 103, 169(2010).
- [11] Q. Zhu and Y. Zhang, Optik (Munich, Ger.) 120, 195(2009)
- [12] S. K. Srivastava, M. Upadhyay, S. K. Awasthi, and S. P. Ojha, Opt. Photonics J. 2, 230 (2012).
- [13] H.Y.Liu et al. J. Appl. Phys. 110, 073101(2011).
- [14] G. L. Shang, G. T. Fei and L. D. Zhang, J. Phys. D : Appl. Phys. 48, 435304 (2015).
- [15] A. H. Aly and H. A. Elsayed. Phys. B (Amsterdam, Neth.) 407,120 (2012).
- [16] X. Xing, W. Wang et al. Optik (Munich, Ger.) 127, 135 (2016).
- [17] S. Jena, R. B. Tokas, S. Thakur, and D. V. Udupa. Phys. E 114,113627 (2019).
- [18] X. Gu, X. F. Chen, Y. P. Chen, X. L. Zheng Y. X. Xia, and Y. L.Chen Opt. Commun. 237, 53 (2004).
- [19] F. Ghasemi, S. R. Entezar, and S. Razi, Phys. Lett. A 383, 2551(2019).
- [20] G. J. Schneider and G. H. Watson Appl. Phys. Lett. 83, 5350(2003).
- [21] N. Tsurumachi, M. Abe and M. Arakawa, Jpn. J. Appl. Phys.(1962–1981) 38, 1400 (1999).

- [22] J. A. Monsoriu, C. J. Zapata-Rodriguez, E. Silvestre, and W. D. Furlan *Opt. Commun.* 252, 46 (2005).
- [23] M.L.N. Chen, L.J. Jiang, and W.E.I. Sha. *Phys. Rev. Appl.* 10, 014034 (2018).
- [24] B. Liu, A. Yamilov, and H. Cao, *Appl. Phys. Lett.* 83, 1092(2003)
- [25] N. Flytzanis, S. Pnevmatikos, and M. Remoissenet. *Phys. D* 26,311 (1987).
- [26] U. Langbein, F. Lederer, T. Peschel, U. Trutschel and D. Mihalache. *Phys. Rep.* 194, 325 (1990).
- [27] D. L. Shepelyansky, *Phys. Rev. Lett.* 70, 1787 (1993).
- [28] M. L. Lyra and R. P. A. Lima. *Phys. Rev. E* 85, 057201 (2012).
- [29] D. N. Neshev, A. A. Sukhorukov, W. Królikowski, and Yu. S. Kivshar, *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* 16, 1 (2007).
- [30] N. D. Sankey, D. F. Prelewsitz, and T. G. Brown. *Appl. Phys. Lett.* 60, 1427 (1992).
- [31] C. J. Herbert and M. S. Malcuit, *Opt. Lett.* 18, 1783 (1993).
- [32] W. Chen and D. L. Mills. *Phys. Rev. Lett.* 58, 160 (1987).
- [33] T. P. Lobo, L. E. Oliveira, and S. B. Cavalcanti. *Superlattices Microstruct.* 112, 442 (2017).
- [34] L. Tkeshelashvili, J. Niegemann, S. Pereira, and K. Busch. *Photonics Nanostruct.* 4, 75 (2006).
- [35] U. Mohideen, R. E. Slusher, V. Mizrani, T. Erdogan, M. Kuwata-Gonokami, P. J. Lemaire, J. E. Sipe, C. M. de Sterke, and N. G. R. Broderick, *Opt. Lett.* 20, 1674 (1995).
- [36] B. J. Eggleton, R. E. Slusher, C. M. de Sterke, Peter A. Krug, and J. E. Sipe. *Phys. Rev. Lett.* 76, 1627 (1996)
- [37] P. Millar, M. De La Rue, T. F. Krauss, J. S. Aitchison, N. G. R. Broderick, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* 24, 685 (1999).
- [38] J. P. Prineas, C. Ell, E. S. Lee, G. Khitrova, H. M. Gibbs, and S. W. Koch *Phys. Rev. B* 61, 13863 (2000).
- [39] A. Kumar, Kh. S. Singh, S. P. Ojha, *Optoelectro. Adv. Mat. Rap. Commun.* 4(7) 905(2010) .
- [40] Y. Kominis, *Phys. Rev. E* 73, 066619 (2006) ou à l'auto-défocalisation
- [41] Y. Kominis and K. Hizanidis *Opt. Lett.* 31, 2888 (2006)
- [42] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and M. J. Bloemer *J. Appl. Phys.* 76, 2023 (1994).
- [43] I. S. Fogel, J. M. Bendickson, M. D. Tocci, M. J. Bloemer, M. Scalora, C. M. Bowden, and J. P. Dowling, *Pure Appl. Opt.* 7, 393 (1998).
- [44] N. S. Zhao, H. Zhou, Q. Guo, W. Hu, X. B. Yang, S. Lan, and X. S. Lin *J. Opt. Soc. Am. B* 23, 2434 (2006).
- [45] V. A. Bushuyev and A. D. Pryamikov *Quantum Electron.* 33, 515 (2003)
- [46] S. Sharma, R. Kumar Kh. S. Singh, V. Kumar, and A. Kumar *Optik* 125 4895(2014).
- [47] J. Zhang, R. Zhang and Y. Wang *Optik*, 126 5052(2015).
- [48] B. Liu, A. Yamilov, and H. Cao *Appl. Phys. Lett.* 83 1092(2003).


- [49] Petra P. Belicev, Igor Ilic, Milutin Stepic, Aleksandra Maluckov, Yang Tan, and Feng Chen, *Optics Letters* 35 3099(2010) .
- [50] P. Markos and C. M. Soukoulis *Wave Propagation, from Electrons to Photonic Crystals and Left-Handed Materials* Princeton University Press, Princeton, (2008).
- [51] E. Lidorikis, K. Busch, Qiming Li, C. T. Chan and C. M. Soukoulis *Phys. D* 113, 346 (1998).
- [52] E. Cota, J. V. José, J. Maytorena, and G. Monsivais, *Phys. Rev.Lett.* 74, 3302 (1995).
- [53] K. Senouci, N. Zekri, H. Bahlouli, and A. K. Sen. *J. Phys. :Condens. Matter* 11, 1823 (1999).
- [54] K. Senouci and N. Zekri *Phys. Rev. B* 62, 2987 (2000).
- [55] M. Wakaki, K. Kudo, and T. Shibuya, *Physical Properties and Data of Optical Materials* CRC Press, Boca Raton, (2007).
- [56] B. Liu, A. Yamilov, and H. Cao, *Appl. Phys. Lett.* 83, 1092(2003)
- [57] J. Zhang, R. Zhang, and Y. Wang, *Optik (Munich, Ger.)* 126,5052 (2015)
- [58] J. Zhang, R. Zhang and Y. Wang *Optik*, 126 5052(2015).
- [59] B. Liu, A. Yamilov, and H. Cao, *Appl. Phys. Lett.* 83 1092(2003).
- [60] L. Braginsky and V. Shklover *Phys. Rev. B* 73 085107(2006)

Conclusion Générale

Dans cette thèse nous avons étudié numériquement l'effet de la non-linéarité Kerr sur le spectre de transmission d'un cristal photonique unidimensionnel $1D$. Un phénomène nouveau et intéressant est observé. On constate que, pour une faible non-linéarité auto-défocalisante, un pic de résonance de type mode de défaut (*DML*) est obtenu à l'intérieur de la bande interdite photonique (*BIP*). Cela signifie qu'une faible non linéarité agit comme un défaut introduit dans un cristal photonique parfait à $1D$. Une transmission totale de ce pic est trouvée pour une valeur critique de la non-linéarité $|\alpha_c|$, tandis qu'au-dessus de cette valeur, un dédoublement (splitting) de ce pic de résonance (*DML*) est observé. Les calculs de la dépendance spatiale de l'intensité du champ électrique révèlent que les pics de résonance ont une origine similaire à celle des solitons de gap (*gapsolitons*) apparaissant dans les systèmes non linéaires. Les influences de la force de non-linéarité, de l'indice de réfraction, de l'angle d'incidence, du nombre de périodes et de la polarisation sur ce pic de résonance *DML* ont été analysées.

Nous avons aussi montré que la largeur de la bande interdite photonique (*BIP*) augmente ou diminue en fonction à la fois du signe et de la force de la non-linéarité de Kerr. Nous avons constaté que toute quantité de non-linéarité auto-focalisée ($\alpha > 0$) conduit à une augmentation de la largeur de la *BIP* conduisant à une localisation de la lumière. Cependant, pour la défocalisation de la non-linéarité, nous avons trouvé une gamme de forces de non-linéarité pour lesquelles la largeur de bande interdite photonique diminue lorsque la force de non-linéarité augmente et une force critique de non-linéarité $|\alpha_c|$ au-dessus de laquelle le comportement s'inverse. A cette valeur critique, le cristal photonique devient transparent et la bande interdite photonique est supprimée. Nous avons également étudié la dépendance de l'angle d'incidence et de la polarisation sur le spectre de transmission de notre cristal photonique unidimensionnel. Nous avons constaté que le minimum de la transmission augmente avec l'angle d'incidence mais semble être indépendant de la polarisation. Nous avons également constaté que la position de la bande interdite photonique (*BIP*) se déplace vers les faibles longueurs d'onde lorsque l'angle d'incidence augmente pour le mode *TE* tandis qu'elle se déplace vers les grandes longueurs d'onde pour le mode *TM*.

Defect-mode-like transmission induced by weak nonlinearity in one-dimensional perfect photonic crystals

Daoud Mansour and Khaled Senouci ^{*}

University of Mostaganem Abdelhamid Ibn Badis, Laboratoire de Structure, Elaboration et Application des Matériaux Moléculaires (SEA2M), B.P. 227, 27000, Mostaganem, Algeria



(Received 30 August 2019; accepted 26 February 2020; published 22 April 2020)

We investigate numerically the effect of weak Kerr nonlinearity on the transmission spectrum of a one-dimensional (1D) δ -function photonic crystal. A new and interesting phenomenon is observed. It is found that, for weak defocusing nonlinearity, a defect-mode-like (DML) resonance peak is obtained inside the photonic band gap (PBG). That means that a weak nonlinearity acts as a defect introduced in a 1D perfect photonic crystal. A total transmission of this peak is found for a critical value of nonlinearity strength $|\alpha_c|$, while above this value a splitting of the DML resonance peak is observed. Calculations of the spatial dependence of the electric-field intensity reveal that DML resonance peaks have a similar origin as the well-known gap solitons appearing in nonlinear systems. The influences of nonlinearity strength, refractive index, incident angle, number of periods, and polarization on this DML resonance peak are analyzed.

DOI: [10.1103/PhysRevA.101.043830](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.101.043830)

I. INTRODUCTION

Wave propagation in periodic photonic crystals (PCs) has been intensively studied in the last three decades both theoretically and experimentally [1–6]. PCs are periodic structures of dielectric materials with alternating regions of high and low dielectric constants. The main features of PCs are the presence of forbidden- and allowed-frequency regions called photonic band gaps (PBGs). The formation of photonic band gaps in conventional PCs originates from Bragg scattering, which is strongly dependent on the incidence angle, lattice constant, and polarization. It is possible to have a localized defect mode or state of photons at a particular frequency inside the photonic band gap by introducing an appropriate defect layer into the PC or by removing a single layer from the structure [7–10]. This is the consequence of the breaking of the spatial periodicity of the structure. This localized defect state is caused by multiple scattering and interference. It was found that this defect mode can be tuned easily to any frequencies inside the photonic band gap by changing the thickness, location, and refractive index of the defect layer [11–14]. One-dimensional (1D) PCs with defects can be used as filters and splitters since the defect modes lead to the selective transmission [15–17]. PCs have been applied in many areas, especially in optical devices such as filters, waveguides, diode lasers, photon polarization spectroscopy, etc. [18–23]. 1D PCs are usually used for their simplicity as reference models in order to understand the band diagram and the transmission spectrum, showing the PBG. They can easily be realized by modern experimental methods through simple deposition methods in comparison with two- and three-dimensional (2D and 3D) PCs.

On the other hand, the presence of nonlinearity is known to lead to a much richer and more complex optical response to light. Interesting phenomena are observed when nonlinear material response to light intensity is taken into account. The Kerr effect [24], nonlinear resonances [25,26], divergences, chaos [27], self-trapping and dynamical localization [28] have been revealed by the study of nonlinearity in periodic structures. It was also found that nonlinearity gives rise to light localization in periodic photonic lattices [29]. Other nonlinear effects, such as optical switching [30] and optical bistability [31], have been studied and observed experimentally. The existence of the so-called gap solitons, as a consequence of nonlinear wave interaction, discovered by Chen and Mills [32] in one-dimensional (1D) superlattices was studied both analytically and numerically in one-dimensional photonic crystals [33,34]. Such gap solitons have been experimentally observed in fiber Bragg gratings [35,36] and in AlGaAs waveguides [37,38].

The optical Kerr effect related to the change in refractive index of the medium which is directly induced by the electric field of incident light leads to self-focusing [39] or self-defocusing [40]. The magnitude of refractive-index change is proportional to the square of light electric-field strength E or the light intensity I , i.e., $n = n_0 + n_2|E|^2$ or $n = n_0 + n_2I$, where n_0 represents the linear refractive index of the medium, and n_2 is the characteristic nonlinear coefficient of the material. The nonlinearity of the PC is important when designing nonlinear devices such as optical diodes [41–43], switches, and limiters [42–44] that operate on the basis of the optical Kerr effect.

The purpose of this paper is to investigate numerically the effect of a weak defocusing Kerr nonlinearity on the transmission properties of one-dimensional (1D) δ -function periodic photonic crystals. A very important and interesting phenomenon is observed when a very weak defocusing

^{*}Corresponding author: khaled.senouci@univ-mosta.dz