

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA

RECHERCHE SCIENTIFIQUE

Mémoire

Présenté à

L'Université Abdel Hamid Ibn Badis de Mostaganem

Faculté des Sciences et de la Technologie

Département de génie électrique

Pour obtenir le Diplôme de

Magister en Electronique

Option : signaux et systèmes

Par

Mr. FELLAH Benzerga

Sujet

Etude des non linéarités optiques dans les cristaux photoniques

en semi-conducteurs III-V

Soutenu le

Devant le jury composé de

Mimi Malika	Pr	Université de Mostaganem	Présidente
Ahmadouche Ahmed	M.C.A	Université de Mostaganem	Examineur
Aibout Abdellah	M.C.A	Université de Mostaganem	Examineur
Benotsmane Ahmed	M.C.A	Université de Mostaganem	Encadreur



Table des matières

Introduction généralí í í í í í í í í ..í 05

Chapitre 1 Les cristaux photoniques

1.1 Introductioní ..09

1.2 Historique et présentation des BIPsí í í í í í ...í í í í í í í í í í í í í í í í í í 10

1.3.Description et inventaires des matériaux à BIPí í í í í í í í í í í . 12

1.3.2 Inventaire des matériaux à BIPí í í í í í í í í ...í í í í í í í í í í í í í í ...13

1.3.2.1 La structure périodique unidimensionnelleí í í í í í í í í í í í í í í í í í í13

1.3.2.2 La structure périodique bidimensionnelleí í í í í í í í í í í í í í í í í í í .í ..13

1.4 Propagation dans un cristal photoniqueí í í í í í í í í ...í í í í í í í í í í í í ..17

1.4.2 Cristal photonique à une dimension (miroir de Bragg)í í í í í í í í í í í í í í í ..19

1.4.3.1. Rappels : réseau réciproque et zone de Brillouin irréductibleí í í í í í í í í í í í 20

1.4.3.2 Zone de Brillouin irréductibleí .21

1.4.3.3 Le réseau carréí .í 22

1.4.3.4.Le réseau triangulaireí ...í í .í í í ..23

1.4.3.5 Le réseau hexagonalí í í í í í í í í í í í í í í í í ...í í í í í í í í í í .24

1.5. Les défautsí ..í í í í í í í í í í .25

1.5.Conclusioní ...í í í í í í í í í í ..35

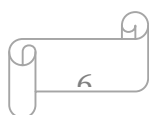
Chapitre 2 Optique non linéaire du second ordre dans les semi-conducteurs III-V

2.1 Introduction:í í í í í ..í í í í í í í í í í í í í ...í í í í í í í í í í í í í .37

2.2 Principes de base de l'optique non linéaireí í í í í í í í í í í í í í í í í í í ..í ..37

2.2.1 Origine de la non linéarité (polarisation non linéaire)í í í í í í í í í í í í í í ...37

2.2.2 Formalisme et équation de propagation non linéaireí í í í í í í í í í í í í í í .41



3.4.1.1. Motivationsí í í í í í í í í í í í í ...í í í í í í í í í í í í í í í í .84

3.4.1.2. Conception des structuresí ..í í í í 86

3.4.1.2.1. Guides à fort contraste d'indiceí .87

3.4.1.2.2. Guides à faible contraste d'indice í .91

3.4 Conclusioní .í í í 102

Conclusion généraleí í í í í í í í í í í í í í í í í í í ..í í í í í ...í í í í í .í í ..105

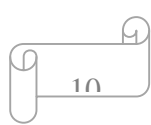
Annex Aí ..í í í .108

Annex Bí ...114

Reference bibliographiesí ...í í .125



Fig 1.19 Représentation a) d'un réseau carré ; b) de son réseau réciproque ; c) de sa zone de Brillouin irréductible	í ..	23
Fig 1.20 Représentation a) d'un réseau triangulaire b) de son réseau réciproque c) de sa zone de Brillouin irréductible.	í ...	23
Fig 1.21 Représentation a) d'un réseau hexagonale b) de son réseau réciproque c) de sa zone de Brillouin	í ..	24
Fig 1.22 Géométrie d'un cristal photonique 1D	í í í í í í í í í í í í í í í í í í	25
Fig 1.23 Diagramme de dispersion pour un BIP 1D	í í í í í í í í í í í í í í í í .	28
Fig 1.24 Modifications de la largeur du Gap en fonction de Δn : a) couches de $\epsilon = 13$ et 13 ; b) $\epsilon = 13$ et 12 et c) $\epsilon = 13$ et 12 [10]	í í	28
Fig 1.25 Illustration des modes associés à la première structure de bande photonique . a) Champ électrique dans la bande 1 ; b) Champ électrique dans la bande 2 ; c) Energie locale dans la bande 1 ; d) Energie locale dans la bande 2 [10]	í í í í í í í í í í í í í í í í ..	29
Fig 1.26 Exemple d'un cristal photonique bidimensionnel	í í í í í í í í í í í í í ..	30
Fig 1.27 Représentation des polarisations TE et TM dans un BIP 2D	í í í í í í	31
Fig 1.28 Diagramme de bande d'un BIP 2D en polarisation a) Mode TM et b) Mode TE (simulée par le logiciel Optiwave)	í .	32
Fig 1.30 Défauts ponctuels : a) Modification de la permittivité d'une tige (il vaut mieux faire la tige centrale en rouge) b) Absence de la tige centrale	í í í í í í í í í í í í í í ..	33
Fig 1.31 Diagramme de dispersion d'une structure 2D avec défaut [22]	í í í í í í í í í ..	34
Fig 1.32 Microcavité de la structure hexagonale de GaAs dans l'air montrant la distribution du champ E_y autour du défaut en polarisation TE (simulée par le logiciel Optiwave)	í í í í í .	34
Fig 1.33 Guide d'onde de la structure GaAs dans l'air à motif carrée montrant la distribution du champ E_y autour du défaut en polarisation TE a) Rectiligne b) Courbures à 90° (simulée		



polarisations TE et TM \dots 56

Fig 2.9. Coefficient non-linéaire effectif en fonction de l'état de polarisation \dots 57

Fig 2.10. Mesure à température ambiante de l'absorption et de l'indice non linéaire pour le GaAs \dots 60

Fig 2.11. Mesure à température ambiante de l'absorption et de l'indice non linéaire pour des multiples puits quantiques dans le GaAs (tiré de [30]). L'indice de réfraction est déduit de la mesure de l'absorption par transformation de Kramers-Krönig. Les spectres 1-8 sont obtenus pour des intensités d'excitation optique croissantes. Les courbes a-g de l'indice de réfraction correspondent à ces intensités \dots 62

Fig 3.1 Calcul de la dérivée de $f(x)$ en u_0 68

Fig 3.2 Cellule cubique de yee \dots 69

Fig 3.3 Position des composantes de champs E et H dans l'espace discrétisé selon la méthode de yee \dots 70

Fig 3.4 Décomposition numérique du calcul \dots 70

Fig 3.5 Organigramme de l'algorithme de calcul des champs par FDTD \dots 72

Fig 3.6 Fonctionnement d'un milieu de type PML \dots 75

Fig 3.7 : Utilisation des couches absorbantes de type PML dans le cas d'une structure 2D \dots 75

Fig 3.8. Schéma récapitulatif du calcul de la GSH \dots 77

Fig 3.9. Guide d'onde ruban. ω et 2ω dénotent les ondes FF et SH. h est l'épaisseur du guide d'onde, n_{ω} , $n_{2\omega}$ les indices de réfraction aux fréquences ω et 2ω et $\chi(2)$ la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 du matériau composant le guide d'onde \dots 79

Fig 3.10. Distribution spatiale des champs FF et SH. Les traits noirs matérialisent le guide d'onde \dots 80

Fig 3.11. La variation spatiale du champ SH dans la direction de propagation à $X = 1.2\mu\text{m}$ (milieu du guide) obtenue par FDTD. La ligne épaisse correspond à la variation de l'enveloppe du champ calculée analytiquement. 81

Fig 3.12. Distribution spatiale des champs FF et SH. Les traits noirs matérialisent le guide d'onde. 83

Fig 3.13. Le trait fin représente la variation spatiale du champ SH dans la direction de propagation à $y=1.2\text{ m}$ (milieu du guide) obtenue par FDTD. La ligne épaisse correspond à la variation de l'enveloppe du champ calculée analytiquement. 83

Figure 3.14. CP 1D en géométrie de guide d'onde. 85

Fig 3.15. Représentation schématique du CP 1D percé dans une membrane de $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ suspendue dans l'air. h est l'épaisseur de la membrane. N et t sont le nombre et la largeur des tranchées d'air et a la période du réseau 1D. 87

Fig 3.16. Structure de bandes du CP 1D considéré. La condition d'accord de phase est réalisée lorsque le champ F est polarisé TE et le champ SH TM entre les deux points indiqués par des flèches. 88

Fig 3.17. Spectres de transmission, réflexion et des pertes autour de a) la longueur d'onde du fondamental; b) la longueur d'onde du second harmonique. 89

Fig 3.18. CP 1D gravé dans un guide d'onde à faible contraste d'indice. a est la période du réseau 1D. N , t et H sont respectivement le nombre, la largeur et la profondeur des tranchées d'air gravées dans le guide. h est l'épaisseur du cœur du guide d'onde. 91

Fig 3.19. Structure de bandes du CP 1D considéré. La condition d'accord de phase est réalisée lorsque le champ F est polarisé TE et le champ SH TM entre les deux flèches indiquées sur la Figure. 92

Fig 3.20. Spectres de transmission (lignes continues) et de réflexion (lignes en pointillés) obtenus en FDTD pour la structure définie par $h = 1\mu\text{m}$, $H = 1.8\mu\text{m}$ et $N = 8$ a) autour de la longueur d'onde F; b) autour de la longueur d'onde du SH. Les flèches indiquent les longueurs d'ondes du F et SH pour lesquelles la condition d'accord de phase est réalisée

94

Fig 3.21. Transmissions obtenues pour les structures définies par $h=1\text{ m}$ (ligne bleue) et $h=2\text{ m}$ (lignes rouges) a) dans le premier pic en bord de gap autour de la longueur d'onde F; b) dans le deuxième pic en bord de gap autour de la longueur d'onde SH

95

Fig 3.22. Spectre de transmission du SH généré dans la structure caractérisée par $N = 12$ et $h = 2\mu\text{m}$. Les trois flèches marquent les positions des pics de SH générés

96

Fig 3.23. Efficacité de génération de SH en fonction de N pour les structures caractérisées par $h=1\text{ m}$ (bleu) et $h=2\text{ m}$ (rouge) en fixant la puissance crête incidente du champ F à 600Watt ($h = 2\mu\text{m}$) ou à 300W ($h = 1\mu\text{m}$)

97

Fig 3.24. Efficacité utile de génération de SH en fonction de N pour les structures caractérisées par a) $h=1\text{ m}$ et b) $h=2\text{ m}$. La ligne continue représente les résultats prédits par la théorie des modes couplés. Les points sont les résultats obtenus en FDTD non linéaire. La loi asymptotique N^6 est tracée (ligne en pointillés) ainsi que la loi usuelle N^2 (ligne hachurée)

101

Introduction générale.

Introduction générale

Le contrôle des propriétés électriques et magnétiques des matériaux a été et est toujours un des grands domaines de recherche de notre époque. Les études menées sur la physique des semi-conducteurs ont ainsi initié, il y a 50 ans, la révolution du transistor en électronique.

Parallèlement, les développements des procédés de technologies sur les semi-conducteurs tels que la croissance des matériaux, ont rendu possible la fabrication d'objets permettant de contrôler la propagation des électrons et ont mené à l'explosion du domaine de la microélectronique dont on connaît le panel d'applications. Cependant, la miniaturisation de ces objets semble atteindre ces limites compte tenu du fait qu'elle s'accompagne de l'augmentation des résistances internes des circuits et donc des problèmes liés à la dissipation de la chaleur. Depuis quelques années, la communauté scientifique a commencé à chercher une alternative aux circuits électroniques et a proposé l'utilisation de circuits optiques. Ces circuits optiques, en utilisant la lumière à la place des électrons comme porteuse d'information, donnent en effet la possibilité de transmettre des données à plus grand débit tout en supprimant les problèmes de dissipation de la chaleur et en permettant une miniaturisation à l'échelle micrométrique. Pour concevoir de tels objets, il faut être capable de fabriquer des matériaux dans lesquels la propagation de la lumière est contrôlée: ces matériaux doivent offrir la possibilité d'empêcher ou de permettre, dans certaines plages de fréquences, la propagation de la lumière dans une ou plusieurs directions, la localisation de la lumière à d'autres fréquences.

Dans ce contexte, l'utilisation de structures périodiques, c'est-à-dire de structures ayant une constante diélectrique périodique dans une ou plusieurs directions de l'espace, a été proposée très tôt pour contrôler la propagation des ondes électromagnétiques. De la même façon que la périodicité d'un cristal solide régit les bandes d'énergie et les propriétés de conduction des électrons, une structuration périodique à l'échelle de la longueur d'onde des matériaux diélectriques donne la possibilité de réaliser une ingénierie des propriétés dispersives de la matière. Par analogie avec les cristaux solides, ces structures périodiques sont appelées cristaux photoniques (cps). Des exemples de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D) sont représentés sur la Figure 1.1 du premier chapitre.

On considère souvent que le domaine des cristaux photoniques démarre en 1987, quand E. Yablonovitch [1] et S. John [57] ont introduit séparément et dans des contextes différents, le concept de matériaux à bandes interdites photoniques. Il faut noter que des structures périodiques unidimensionnelles comme les miroirs de Bragg ont été utilisées bien avant cette proposition pour contrôler la propagation de la lumière. Il s'agit d'un empilement de couches de matériaux diélectriques de haut et bas indice alternés qui présente des bandes de fréquences pour lesquelles la propagation de la lumière est interdite. Ces miroirs sont des cps unidimensionnels (1D) dont les bandes interdites proviennent d'interférence constructive et destructive se produisant aux interfaces de chaque couche. La première structure tridimensionnelle (3D) présentant une bande interdite complète a été proposée par Yablonovitch en 1991 [63]. Cependant, la difficulté de fabrication et de créer des défauts (cavités ou guides) dans les structures photoniques tridimensionnelles, a contraint la communauté scientifique à se tourner davantage vers les cristaux photoniques bidimensionnels (2D) [77]. Depuis, un grand nombre d'études sont menées sur la conception, la fabrication et les applications des cristaux photoniques [58-62]. Les recherches sur les cristaux photoniques couvrent aujourd'hui des domaines les plus fondamentaux comme le contrôle de l'émission spontanée d'un émetteur placé dans un cristal photonique [1] mais aussi des domaines tournés vers des applications pour l'optique guidée [64].

Parmi ces axes d'études, on peut aussi citer la recherche portant sur l'utilisation des cristaux photoniques pour l'augmentation des interactions non linéaires.

En fait, le commencement de ces études date d'avant la proposition de E. Yablonovitch et de S. John en 1987. Dès les premiers pas de l'optique non linéaire, des propositions visant à utiliser des microstructures possédant une modulation de l'indice de réfraction ont vu le jour. L'objectif recherché était la réalisation de la condition d'accord de phase nécessaire à l'obtention de processus non linéaires du second ordre efficaces [65,66]. Malgré quelques réalisations expérimentales pionnières [67], il a fallu

attendre les années 90 pour assister à un regain d'intérêt pour l'utilisation des microstructures en optique non linéaire [45,68-73].

Nous sommes intéressés par la modélisation des cristaux photoniques et leurs propriétés optiques par la méthode FDTD. Cette méthode, simple à mettre en œuvre, est basée sur la discrétisation temporelle et spatiale des équations de Maxwell. Le calcul de toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir de nombreuses informations précises. Elle nous donne la cartographie du champ à l'intérieur du cristal ainsi que les coefficients de réflexion, transmission et absorption de la structure à étudier.

Les applications potentielles des cristaux photoniques sont très vastes : réalisation des cavités résonantes de taille très réduite, des guides d'ondes [78], des virages [79], des filtres sélectifs [80], des multiplexeurs - démultiplexeurs [81] et des fibres optiques [82]. Ces matériaux vont donner de nouveaux composants optoélectroniques autrement plus performants et compacts que ceux classiques que nous connaissons maintenant.

L'introduction d'un défaut au sein de ces structures périodiques permet de générer un état permis à l'intérieur de la bande interdite photonique. A cette fréquence les ondes électromagnétiques peuvent se propager à l'intérieur du cphs.

Ce travail traite du mariage de l'optique non linéaire avec des cristaux photoniques, nous nous intéressons à l'étude des effets non linéaires plus précisément la génération fréquence somme dans les cristaux photoniques en semi-conducteurs III.V pour la réalisation des doubleurs de fréquences ultra-courts opérant à $1.55\mu\text{m}$. L'idée, ici, est d'utiliser les propriétés dispersives des cristaux photoniques 1D et 2D pour réaliser la condition d'accord de phase et ralentir la lumière afin d'obtenir des rendements de conversion importants dans des structures de faible taille.

Ce manuscrit comprend trois chapitres.

Dans le premier chapitre, nous rappelons le concept de base des cristaux photoniques. Des généralités concernant les méthodes de calcul du diagramme de bandes photoniques et de la propagation de la lumière dans ces objets sont exposées. Ces calculs nous permettront d'interpréter le comportement linéaire de ces structures. Ce chapitre se termine par un bref état de l'art sur l'utilisation des cristaux photoniques dans le but d'obtenir des effets non linéaires dans ces cristaux photoniques.

Dans le deuxième chapitre, nous développons les principes de base et le formalisme de l'optique non linéaire. Nous dégageons, en particulier, les principales propriétés des interactions non linéaires du second et du troisième ordre dans les semi-conducteurs III-V.

Enfin, dans le troisième chapitre, nous analysons les résultats expérimentaux sur les différentes fonctionnalités des cristaux photoniques bidimensionnels. Cette partie englobe la description des études numériques comme l'adaptation originale de la méthode "Finite Difference Time Domain 2D" au régime non linéaire du second ordre.

Chapitre 1

Les cristaux photoniques

1.1 Introduction

Les matériaux à bandes interdites photoniques avec l'abréviation BIP en anglais (Photonic Band Gap, PBG), ont suscité un très vif intérêt au sein de la communauté scientifique depuis leur invention par E. Yablonivitch en 1987 [1]. Ces matériaux, appelés « cristaux photoniques » (PC, Photonic Cristal) sont des milieux transparents dans lesquels l'indice optique varie de manière périodique. Cette variation périodique peut être réalisée dans une, deux ou les trois directions de l'espace. Ils présentent des bandes de fréquence pour lesquelles la propagation des ondes électromagnétiques est interdite.

Nous débuterons ce chapitre par un historique retraçant l'origine des cristaux photoniques. Après avoir décrit les éléments permettant de caractériser ces cristaux, nous pourrons inventorier les matériaux à bande interdite photonique.

Nous présenterons ensuite Les cristaux photoniques sont classés en trois types, selon leur dimensionnalité : 1D, 2D, 3D (Figure 1.1).

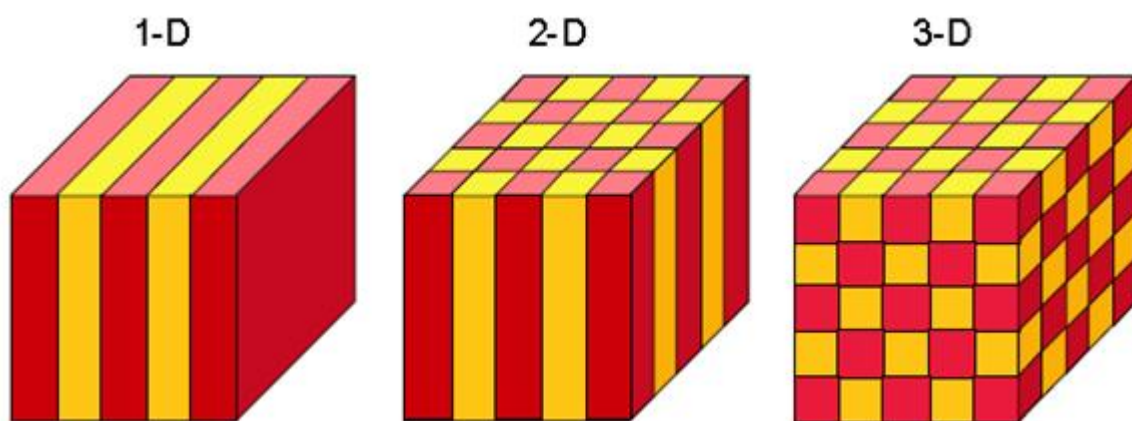
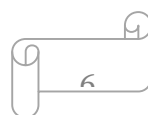


Fig 1.1: Description schématique des cristaux photoniques périodiques dans une, deux, et trois directions, où la périodicité est dans (typiquement la structure matérielle de diélectrique) du cristal.

Le matériau le plus simple a une permittivité diélectrique qui est périodique suivant une dimension. Ce type de structure peut constituer un miroir de Bragg lequel est composé d'un empilement alterné de couches de bas et haut indice optique. Cette périodicité peut être généralisée à 2 ou 3 dimensions.

Puisque les propriétés optiques d'un BIP sont obtenues pour des périodes de la permittivité diélectrique du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de l'onde électromagnétique avec laquelle il va



interagir, pour travailler dans le domaine de l'optique. Les dimensions caractéristiques de ces matériaux devront être de l'ordre de la centaine de nanomètre.

La structuration périodique du matériau à cette échelle est très difficile, voire impossible. C'est pour cette raison que les premières structures ont été réalisées pour des longueurs d'ondes millimétriques [4]. Il a fallu attendre les progrès des techniques de lithographie et de gravure pour voir apparaître pour la première fois en 1996 des BIP de dimensions submicrométriques [6].

1.2 Historique et présentation des BIPs

1.2.1. Historique

La naissance des structures photoniques provient de l'optique. C'est en 1915 que le physicien anglais Sir William Lawrence Bragg reçut le prix Nobel de physique en récompense de son travail effectué sur la diffraction des rayons X par les cristaux.

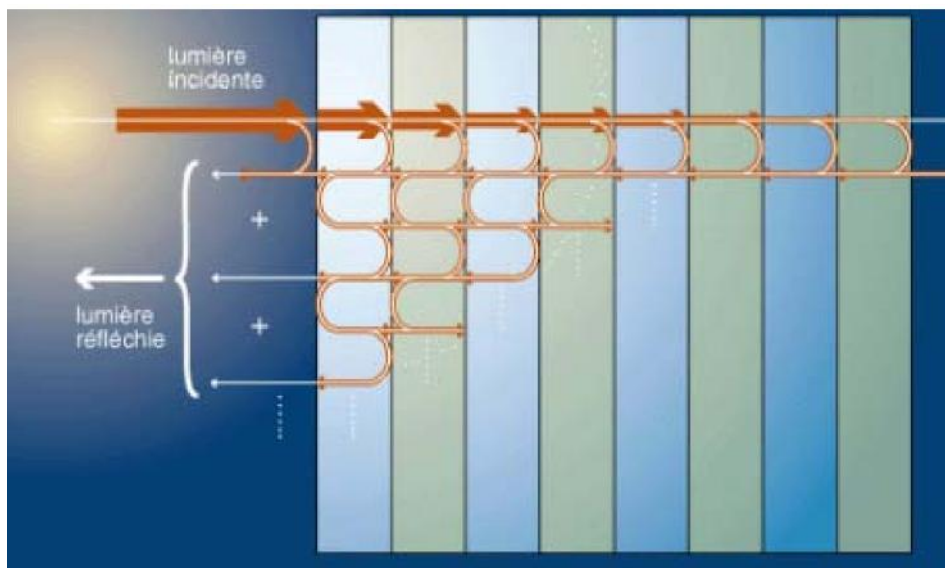


Fig 1.2 Miroir de Bragg.

Bragg a développé le miroir de Bragg (figure 1.2). Ce miroir est une succession de surfaces planes transparentes d'indices de réfraction différents. Il permet de réfléchir, grâce à des phénomènes d'interférences constructives, 99,5 % de l'énergie incidente. Ceci est possible à condition que l'onde incidente soit proche de l'incidence normale. Aucun autre miroir ne peut égaler ce résultat (les pertes diélectriques étant plus faibles que les pertes métalliques pour les longueurs d'ondes optiques).

Ce n'est qu'en 1987 qu'Eli Yablonovitch [1] de l'Université de Los Angeles proposa d'étendre le concept des miroirs de Bragg aux fréquences micro-ondes et ce pour des incidences quelconques.

En 1991, Eli Yablonovitch réalisa le premier cristal photonique artificiel [2,3] fonctionnant aux longueurs d'onde centimétriques. Ce cristal artificiel, réalisé dans un bloc de plexiglas usiné dans trois directions différentes de façon à reproduire la structure du diamant, est appelé Yablonovite (Figure 1.3).

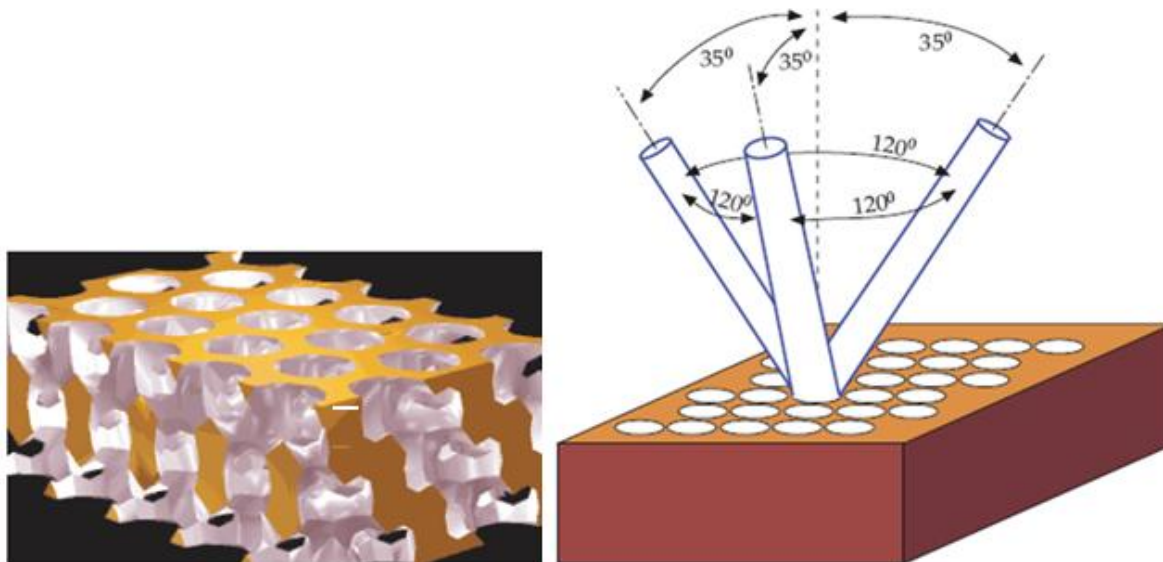


Fig 1.3 Yablonovite.

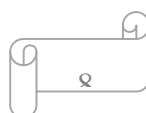
Les exigences et les limitations technologiques dues à la taille de l'usinage ont dans un premier temps écarté les applications d'un tel cristal pour des fréquences optiques.

Dès lors, les recherches sur les BIPs se multiplient pour toutes les gammes de longueurs d'ondes et à partir de 1994, les premières réalisations à l'échelle optique apparaissent.

1.3. Description et inventaires des matériaux à BIP

1.3.1. Description des matériaux périodiques

Avant de répertorier les différentes sortes de matériaux à BIP, il faut donner quelques définitions. Le milieu diélectrique périodique peut s'apparenter à un milieu cristallin. Cette organisation est constituée par



- Un réseau périodique défini par trois vecteurs de translation $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ (ou vecteurs de base) de l'espace. Ce réseau définit des nœuds. Si \vec{r} désigne la position d'un nœud de ce réseau, l'ensemble des autres nœuds est localisé par le vecteur \vec{r}' tel que

$$\vec{r}' = \vec{r} + u.\vec{a} + v.\vec{b} + w.\vec{c} \tag{1.1}$$

Où u, v, w sont des entiers.

- Un *motif* élémentaire vient se positionner sur chaque nœud du réseau. Ce motif peut adopter des formes ou des volumes complexes.
 - Cette association *motif-réseau* est caractéristique de l'état cristallin (Figure 1.4).

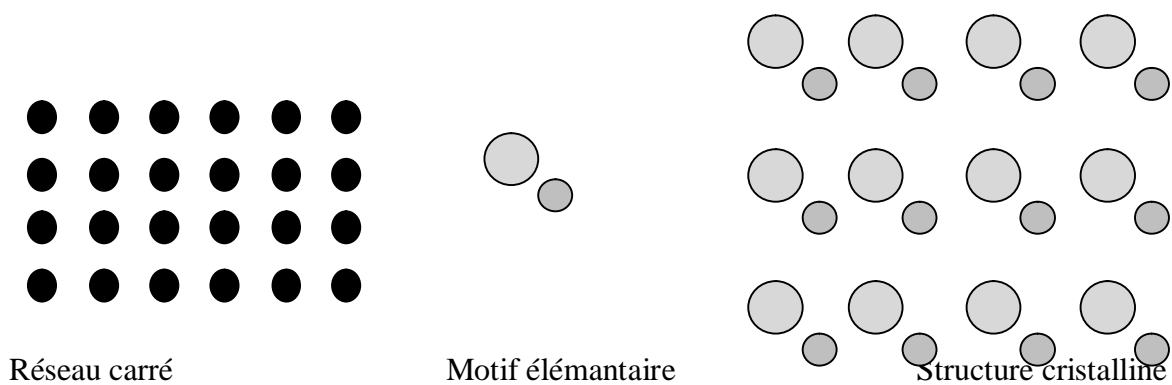
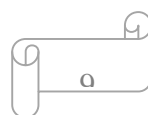


Fig 1.4 Structure cristalline formée d'un réseau et d'un motif élémentaire

Après avoir défini la structure cristalline, les matériaux à une, deux et trois dimensions vont être présentés.



1.3.2 Inventaire des matériaux à BIP

1.3.2.1 La structure périodique unidimensionnelle



Fig 1.5 Structure périodique unidimensionnelle

Cette structure est le dispositif périodique le plus simple. Il est connu sous le nom de « Miroir de Bragg ». Il consiste en une alternance de couches planes de diélectrique de épaisseur $d = \lambda_g / 4$ où λ_g représente la longueur d'onde guidée dans le matériau (Figure 1.5).

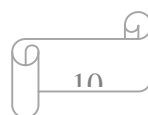
1.3.2.2 La structure périodique bidimensionnelle

Les structures périodiques bidimensionnelles [4,5] sont périodiques suivant deux directions de l'espace et infinis suivant la troisième.

Ces structures périodiques sont composées de cylindres diélectriques. Elles présentent une relative simplicité géométrique qui facilite les études théoriques et expérimentales.

Dans ces structures 2D, il existe deux polarisations possibles pour les ondes électromagnétiques. La polarisation électrique correspond au cas où le champ électrique \mathbf{E} est parallèle aux barreaux de la structure considérés de longueur infinie et la polarisation magnétique correspond lorsque le champ magnétique \mathbf{H} est parallèle aux cylindres infinis. Il existe deux types de structures périodiques diélectriques

- Les structure dites « connectées » (Figure 1.6) : les motifs élémentaires sont d'indice n_1 inférieur à l'indice n_2 de la matrice diélectrique.



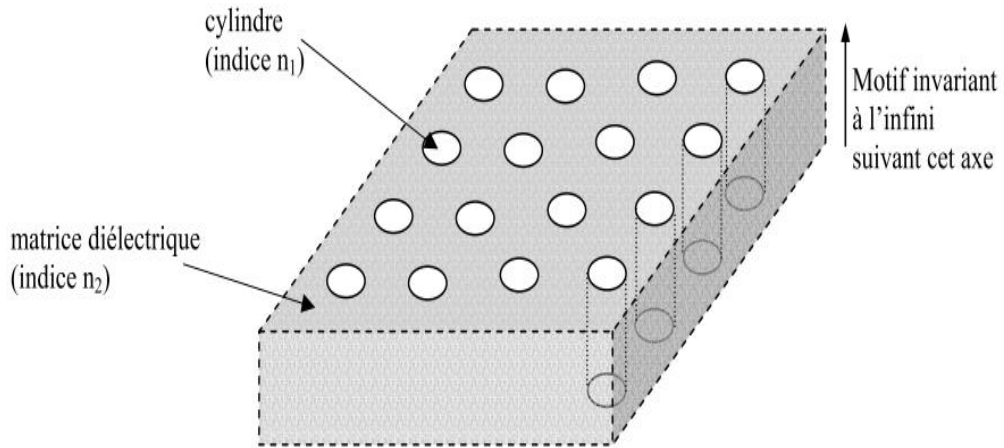


Fig 1.6 Structure périodique 2D connectée.

- Les structures dites « déconnectées » (Figure 1.7), les motifs élémentaires sont d'indice n_1 supérieur à l'indice n_2 de l'espace inter motifs. Elles sont constituées de tiges diélectriques ou métalliques alignées périodiquement dans l'air ou de la mousse [6].

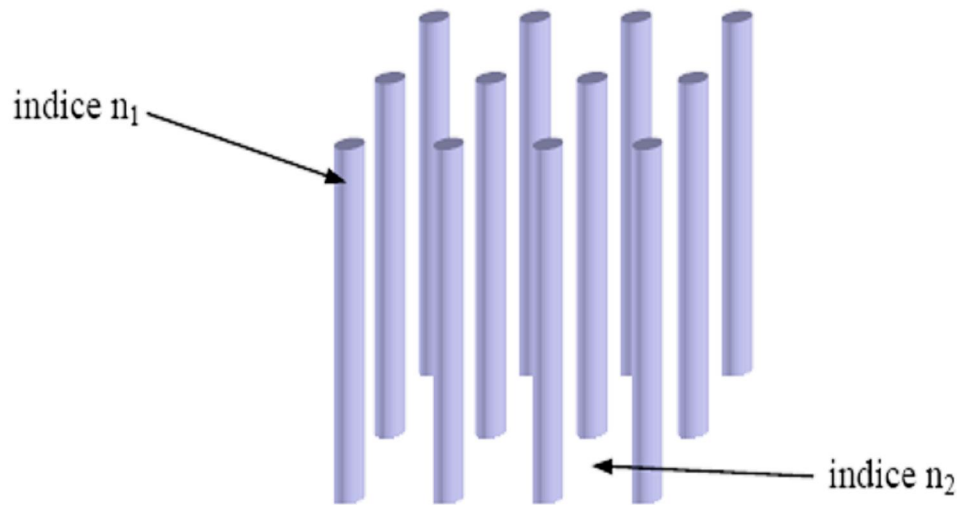


Fig 1.7 Structure périodique 2D déconnectée

Les réseaux périodiques à deux dimensions se regroupent principalement suivant trois familles

- Le réseau carré [7]

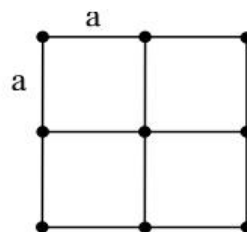


Fig 1.8 Réseau carré

Les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté a (Figure 1.8). Il a été montré que ce type de réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique. Il est ainsi difficile d'obtenir une bande interdite totale, c'est-à-dire une bande interdite qui empêche la propagation quelle que soit la polarisation.

- Le réseau triangulaire [8]

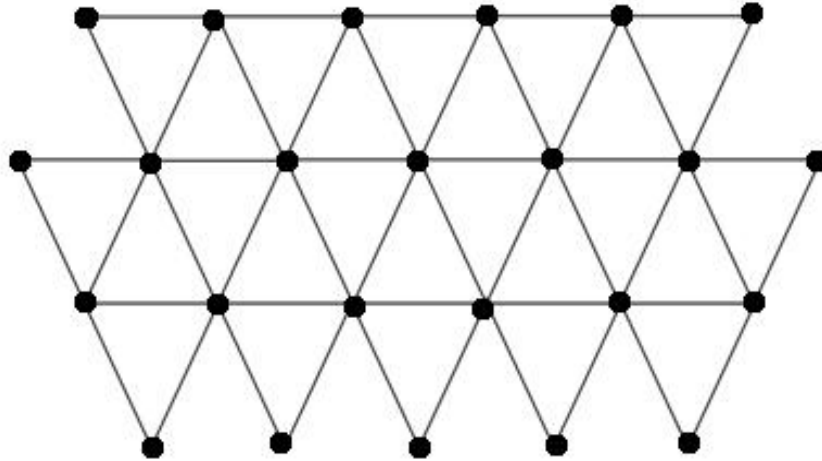


Fig 1.9 Réseau triangulaire

Chaque nœud du réseau est espacé de son proche voisin d'une même distance a (figure I-8). Cette structure est moins sensible à l'angle d'incidence que le réseau carré mais la bande interdite complète reste difficile à obtenir.

- Le réseau hexagonal [9]

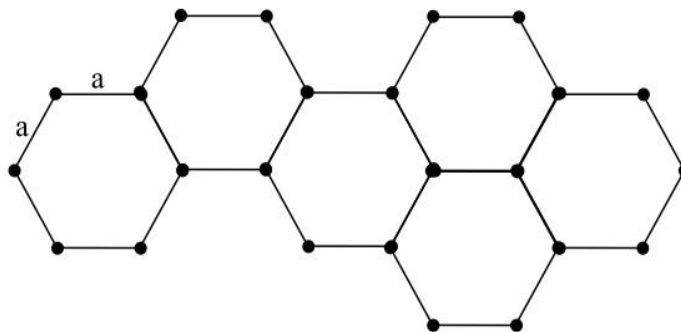
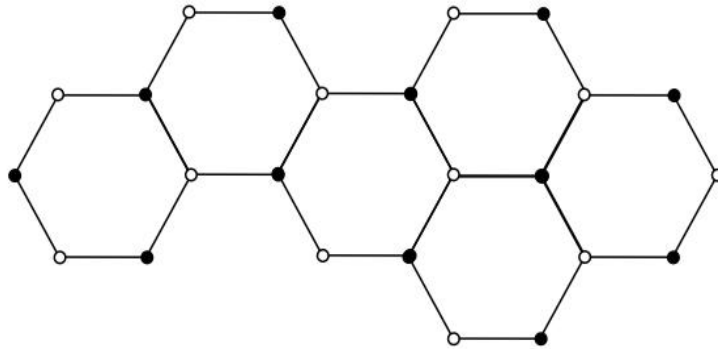


Fig 1.10 Structure graphite

Sur un réseau hexagonal, si tous les nœuds sont identiques et espacés de a , alors on appelle cette structure δ graphite car elle est similaire à la structure cristalline du graphite (Figure 1.10).

- La structure nitrure de Bore

**Fig 1.11** Structure Nitrure de Bore

Si un nœud diffère de son suivant par sa nature ou sa dimension, on obtient ainsi la structure cristalline du Nitrure de Bore (Figure 1.11). Celle-ci permet d'obtenir de larges bandes interdites ainsi que de nouvelles bandes interdites lorsqu'on les compare à celle obtenues avec la structure graphite précédente.

1.4 Propagation dans un cristal photonique

1.4.1. Concept de base

Les équations gouvernant la propagation de la lumière dans un matériau périodique de permittivité diélectrique $\epsilon(\vec{r})$, sont les équations de Maxwell. Ces dernières amènent à une équation d'onde qui, dans un milieu homogène, isotrope, non magnétique et en absence de charges s'écrit de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times [\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (1.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \left[\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (1.3)$$

Avec

\vec{E} : Champ électrique.

\vec{H} : Champ magnétique.

c : Célérité dans le vide.

$\epsilon(\vec{r})$: Permittivité diélectrique.

\times : Le produit vectoriel.

$\vec{\nabla}$: Le vecteur gradient.

Dans l'équation (1.3), l'opérateur apparaissant dans le membre de gauche est hermitien. De plus, $\epsilon(\vec{r})$ étant périodique, l'équation (1.3) est l'analogue formelle de l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal et qui s'écrit sous la forme

$$\nabla^2 \Psi(r) = \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \Psi(r) \quad (1.4)$$

Avec

∇^2 : Le laplacien.

$\Psi(r)$: La fonction d'onde.

m : La masse de l'électron et \hbar constante de Planck divisée par 2π

$V(r)$: Potentiel atomique.

Il est possible d'identifier le champ électrique E à la fonction d'onde, et le terme $\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\vec{r})$ au terme

$\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r))$. La permittivité diélectrique joue, pour les photons, un rôle similaire au potentiel

atomique périodique des électrons de masse m dans un cristal. Cette analogie formelle qui existe entre les électrons et les photons va nous permettre d'appliquer les outils et les concepts développés en physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et le théorème de Bloch pour la résolution de l'équation d'onde.

La périodicité spatiale de $\epsilon(\vec{r})$ permet de mettre les solutions sous la forme d'ondes de Bloch

$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{u}^{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ avec $\vec{u}^{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{a}) = \vec{u}^{\vec{k}}(\vec{r})$ et \vec{a} vecteur de périodicité du réseau. Le vecteur d'onde

k de l'électron (ou du photon) dans le cristal est défini de telle sorte que le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ soit direct avec $k^2 = n^2 \omega^2 / c^2$. L'indice optique du milieu est n étant défini tel que $n = \sqrt{\epsilon_r(\vec{r})}$. Chaque valeur de k , de la zone de Brillouin irréductible que nous définirons plus loin, donne une série de fréquences propres ω_n . A chaque ω_n est associé un vecteur propre \vec{H}_k .

L'ensemble des solutions discrètes ω_n donne le diagramme de bandes du cristal photonique, où l'entier n désigne le numéro de bande.

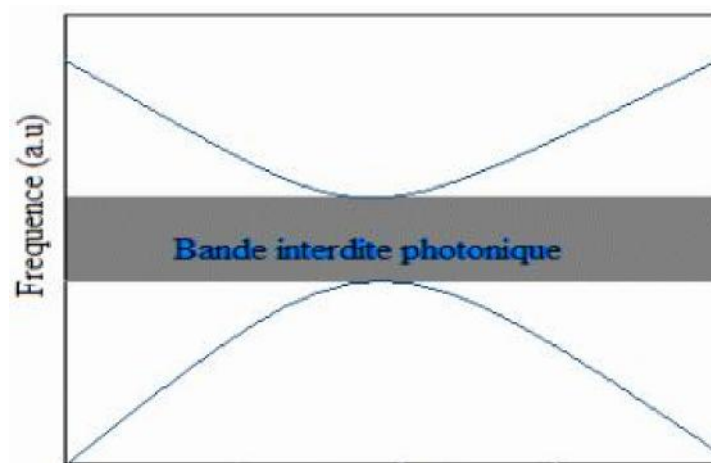


Fig 1.12 Représentation schématique d'un diagramme de bandes.

La zone grise représente une bande interdite photonique. Cela signifie qu'un photon incident qui arrive avec une longueur d'onde comprise dans cet intervalle ne pourra pas se propager à l'intérieur du matériau. Donc la seule possibilité pour lui c'est qu'il soit réfléchi par celui-ci (Figure 1.12).

1.4.2 Cristal photonique à une dimension (miroir de Bragg)

Ces structures sont souvent utilisées sous le nom de miroir de Bragg (Figure 1.12). Elles sont constituées par un empilement périodique de couches diélectriques d'indices différents et d'épaisseur $\lambda/4$, où λ étant la longueur d'onde autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation de la lumière en incidence normale. Comme nous le développerons plus loin, le miroir fonctionnera comme un BIP si le contraste d'indice, Δn , est suffisamment grand entre les deux types de films qui le composent. La réalisation de ce type de composant est relativement simple. Mais les diagrammes de dispersions ainsi créés sont sensibles à l'angle d'incidence de l'onde.

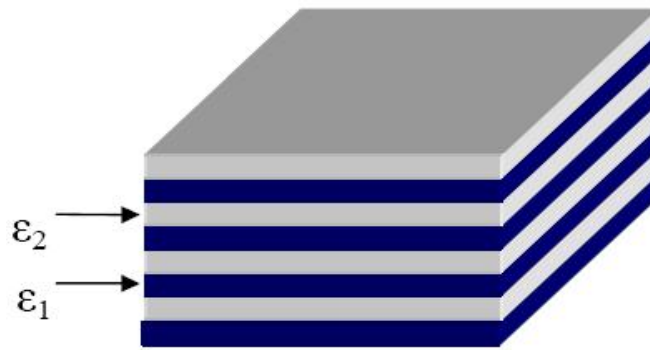


Fig 1.13 Schéma d'un cristal photonique 1D : miroir de Bragg .

Par rapport à un miroir de Bragg classique, celui à cristal photonique présente un avantage certain dans la mesure où il permet d'avoir une grande réflectance avec un nombre de couches réduit, ce qui permet de s'affranchir du même coup des problèmes de contraintes mécaniques. Ceci n'a été rendu possible que grâce à un contraste d'indice important.

Pour obtenir un contrôle de la bande interdite quel que soit l'angle d'incidence il faut étendre la périodicité de la permittivité diélectrique à 2 ou 3 dimensions.

Un exemple de diagramme de dispersion 1D d'un miroir de Bragg BIP est représenté sur la (Figure 1.14). On voit apparaître trois bandes interdites et trois bandes permises. Sur la figure l'ordonnée correspond aux fréquences des modes calculés et l'abscisse au vecteur d'onde dans ce matériau.

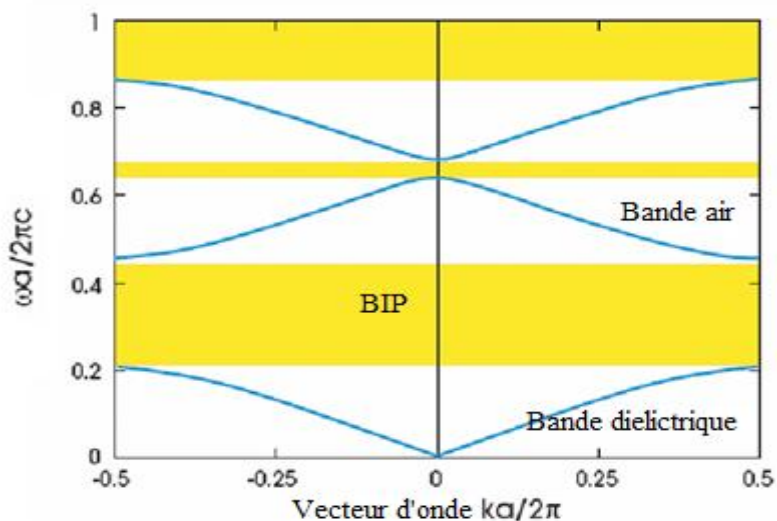


Fig 1.14 Structure de bandes à une dimension d'un miroir de Bragg BIP [10]

1.4.3. Diagrammes de bandes

1.4.3.1. Rappels : réseau réciproque et zone de Brillouin irréductible

Pour calculer les diagrammes de bandes il faut considérer pour chaque cristal, toutes les directions de propagation possibles. Comme en physique du solide [11], on montre que pour certaines

symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs d'ondes k situés à l'intérieur d'une zone restreinte appelée zone de Brillouin irréductible. Le vecteur k varie le long des directions de haute symétrie de cette zone qui fait partie du réseau réciproque. Nous allons définir dans la section suivante le réseau réciproque et la zone de Brillouin.

Réseau réciproque

Considérons une structure périodique à deux dimensions représentée sur la figure 1.15.

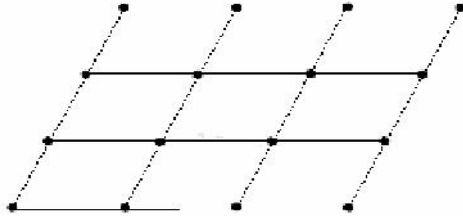


Fig 1.15 Réseau direct

Sur cette figure apparaissent neuf mailles élémentaires, l'ensemble de ces mailles constitue un réseau direct. Nous pouvons obtenir une maille élémentaire de même surface de la manière suivante :

- On trace les lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins
- On trace les médiatrices de ces segments.

Le plus petit volume enclos de cette façon est la maille élémentaire de Wigner-Seitz [12] comme le montre la figure 1.16.

De cette façon nous pouvons obtenir le réseau réciproque de n'importe quelle structure. Tout l'espace peut aussi être rempli par ces mailles.

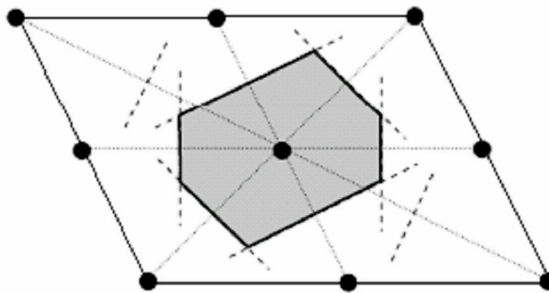


Fig 1.16 Maille élémentaire de Wigner-Seitz du réseau direct.

1.4.3.2 Zone de Brillouin irréductible

La fréquence des ondes planes se propageant dans un milieu bidimensionnel forme une fonction périodique du vecteur \vec{a} , qui définit la direction de propagation, dans le réseau réciproque. La

plus petite aire issue de ces vecteurs \vec{d} est une zone fondamentale qui s'appelle : la première zone de Brillouin.

Pour construire cette zone, nous plaçons au centre de la cellule d'origine Γ du réseau réciproque pour tracer des vecteurs joignant l'origine aux nœuds voisins de ce même réseau. Nous construisons ensuite les médiatrices de ces vecteurs. La plus petite aire interceptée par ces médiatrices est la zone de Brillouin irréductible (figure 1.16). La zone de Brillouin irréductible contient l'ensemble des vecteurs d'ondes du photon qui permettent de décrire de façon complète le diagramme de bandes.

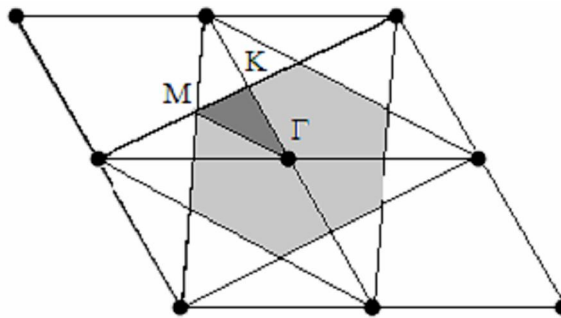
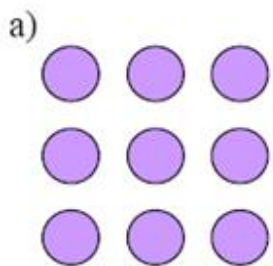
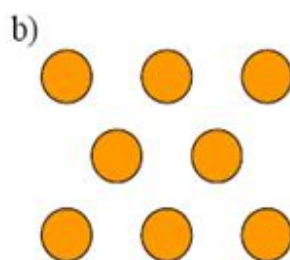


Fig 1.17 Construction de la zone de Brillouin irréductible

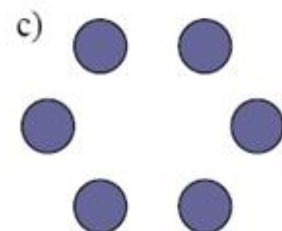
La zone de Brillouin irréductible (gris foncé) correspond à un triangle dont les sommets sont les points de haute symétrie de l'espace réciproque M , K et Γ . Pour définir la structure de bande du cristal photonique correspondant à ce réseau, on représentera la variation de fréquence des différents modes propres en fonction du module du vecteur d'onde le long des directions de haute symétrie, $M\Gamma$ et ΓK . Nous présentons sur la figure 1.18, plusieurs types de réseaux : réseau carré, réseau triangulaire et réseau hexagonal.



Réseau carré



Réseau triangulaire



Réseau hexagonal

Fig 1.18 Différents réseaux

1.4.3.3 Le réseau carré

La maille primitive d'un réseau carré est formée d'un coté de longueur a [7]. Sa zone de Brillouin irréductible est un triangle dont les points remarquables sont les points Γ , X et M (Figure 1.19 c). Pour obtenir les fréquences autorisées à se propager dans le cristal photonique, nous faisons balayer au vecteur d'onde k , le contour défini par les points de symétrie de la zone de Brillouin.

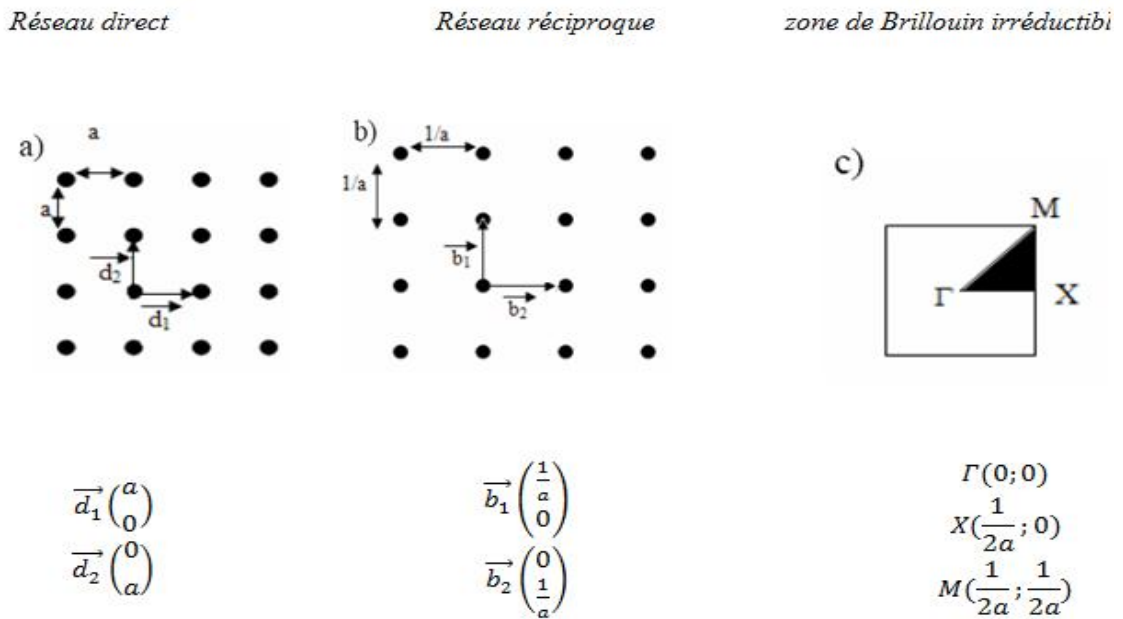


Fig 1.19 Représentation a) d'un réseau carré ; b) de son réseau réciproque ; c) de sa zone de Brillouin irréductible

1.4.3.4. Le réseau triangulaire

La maille primitive est un triangle équilatéral. Chaque nœud du réseau triangulaire est espacé de son proche voisin d'une même distance a (Figure 1.20). La zone de Brillouin irréductible est un hexagone. Ses points remarquables sont: Γ , P et Q.

Réseau direct

Réseau réciproque

zone de Brillouin irréductible

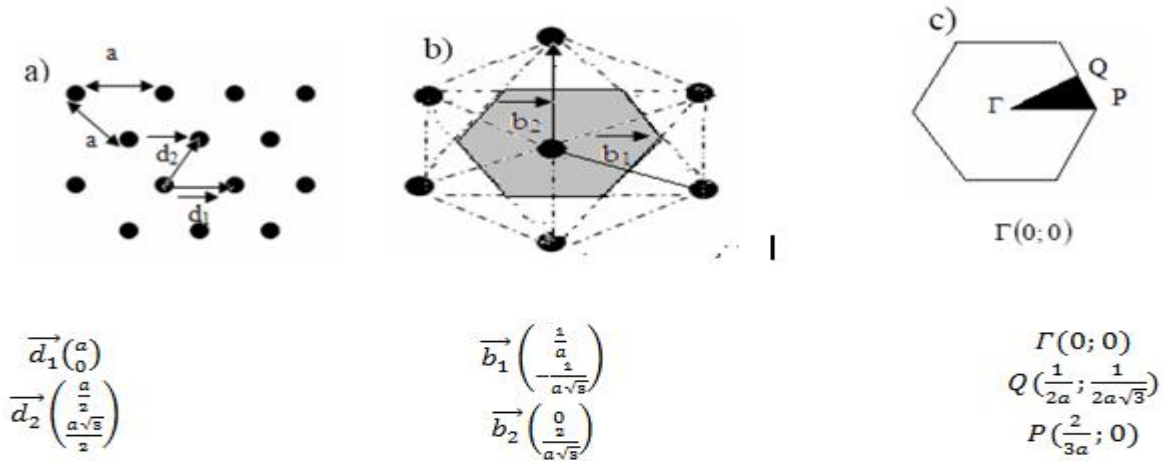


Fig 1.20 Représentation a) d'un réseau triangulaire b) de son réseau réciproque c) de sa zone de Brillouin irréductible.

La structure triangulaire est en réalité un cas particulier d'une classe des structures hexagonales. Pour une même structure, la bande interdite du réseau carrée est nettement plus étroite que celle du réseau triangulaire. Ce type de réseau nécessite un contraste d'indice moins élevé pour créer une bande interdite que pour une structure carrée.

1.4.3.5 Le réseau hexagonal

La géométrie la plus utilisée dans la littérature pour réaliser les structures BIP 2D est la structure hexagonale [13]. On peut obtenir un réseau hexagonal en ôtant quelques motifs au réseau triangulaire précédent. La figure 1.21 en donne les principales caractéristiques.

Réseau direct

Réseau réciproque

zone de Brillouin irréductible

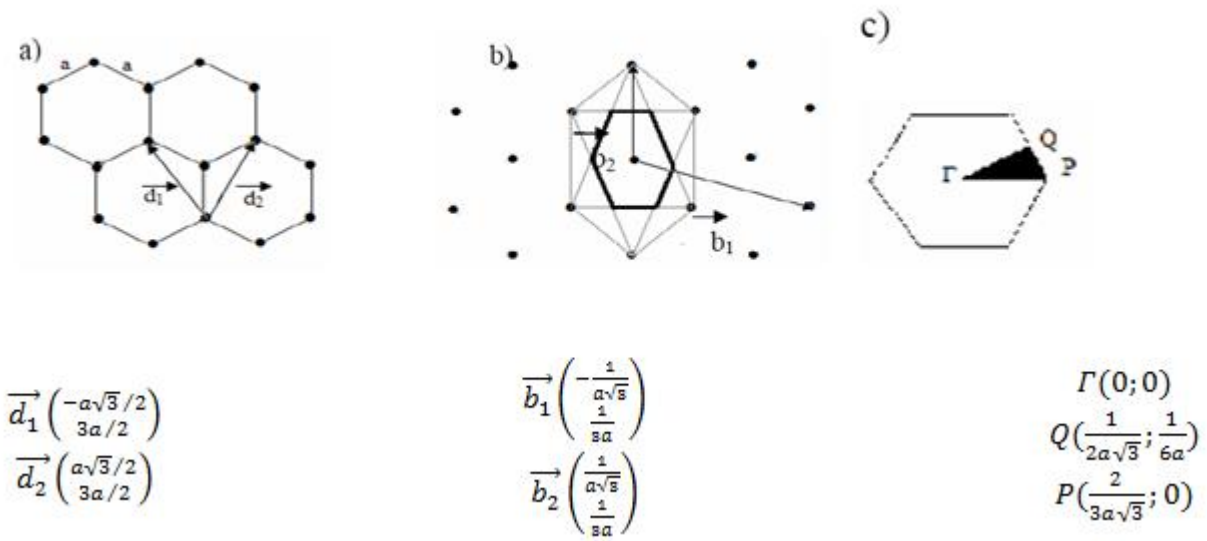


Fig 1.21 Représentation a) d'un réseau hexagonale b) de son réseau réciproque c) de sa zone de Brillouin

1.4.4 Bande interdite photonique 1D

Dans le cas d'une onde plane se propageant dans un empilement unidimensionnel de couches d'indices différents, le problème peut être résolu analytiquement. Un développement semblable peut être trouvé dans [14] ou bien dans [15]. Comme exemple, nous considérons le cas d'une incidence normale où le champ électrique est parallèle à l'axe Oz (Figure 1.22).

L'équation de propagation du champ électrique $E(x, t)$ s'écrit :

$$\frac{c^2}{\varepsilon(x)} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \tag{1.5}$$

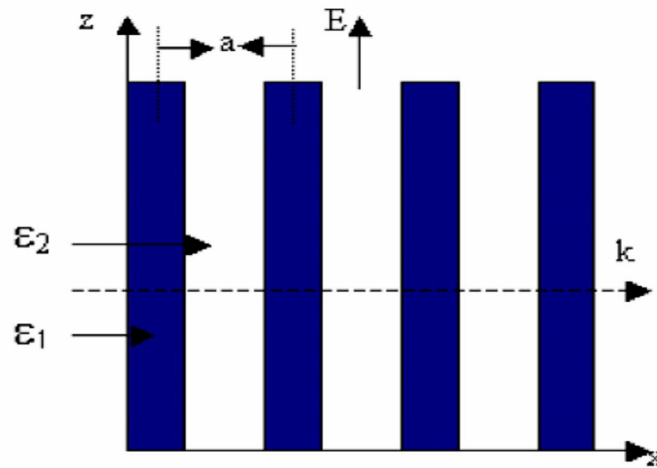


Fig 1.22 Géométrie d'un cristal photonique 1D

La permittivité diélectrique est une fonction périodique de période a :

$$\epsilon(x) = \epsilon(x + a) \tag{1.6}$$

Il en est de même pour son inverse. Donc on peut développer en séries de Fourier :

$$\epsilon^{-1}(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m e^{i \frac{2\pi m}{a} x} \tag{1.7}$$

Où C_m sont les coefficients de Fourier et m représente un entier naturel, en considérant la permittivité diélectrique $\epsilon(x)$ réelle, $C_{-m} = C_m^*$.

La périodicité du système impose aux modes propres du champ électrique $\mathbf{E}(x, t)$, d'être des modes de Bloch. Ce qui signifie que tout mode propre s'écrit :

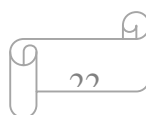
$$\mathbf{E}(x, t) \equiv E_k(x, t) = u_k(x) e^{i(kx - \omega_k t)} \tag{1.8}$$

ω_k est la fréquence du mode propre, et $u_k(x)$ est une fonction périodique telle que :

$$u_k(x + a) = u_k(x) \tag{1.9}$$

Les modes de Bloch peuvent être décomposés en séries de Fourier, l'équation (1.8) s'écrit:

$$E_k(x, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m e^{i(k + \frac{2\pi m}{a})x - i\omega_k t} \tag{1.10}$$



où les $\{E_m\}$ sont les coefficients de Fourier associés.

Pour simplifier les calculs nous allons supposer que seulement les composantes avec $m = 0$, $m = \pm 1$ sont prédominantes et les autres sont négligeables dans le développement de $\varepsilon^{-1}(x)$. L'équation (1.7) devient:

$$\varepsilon^{-1}(x) \approx C_0 + C_1 e^{i\frac{2\pi}{a}x} + C_{-1} e^{-i\frac{2\pi}{a}x} \tag{1.11}$$

Nous substituons les développements (1.10) et (1.11) dans l'équation d'onde (1.5). En effectuant les dérivées et en regroupant les termes, nous obtenons :

$$C_1 \left\{ k + \frac{2\pi(m-1)}{a} \right\}^2 E_{m-1} + C_{-1} \left\{ k + \frac{2\pi(m+1)}{a} \right\}^2 E_{m+1} \approx \left\{ \frac{\omega_k^2}{c^2} - C_0 \left(k + \frac{2\pi m}{a} \right)^2 \right\} E_m \tag{1.12}$$

Soit, pour $m = 0$:

$$E_0 \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - C_0 c^2 k^2} \left\{ C_1 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_{-1} + C_{-1} \left(k + \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_1 \right\} \tag{1.13}$$

Et pour $m = -1$:

$$E_{-1} \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - C_0 c^2 (k - 2\pi/a)^2} \left\{ C_1 \left(k - \frac{4\pi}{a} \right)^2 E_{-2} + C_{-1} k^2 E_0 \right\} \tag{1.14}$$

Si $\omega_k^2 \approx C_0 c^2 k^2$, les modes E_0 et E_{-1} dominent le développement du champ électrique en bord de la zone de Brillouin $k \approx \frac{\pi}{a}$. Celle nous permet de négliger les autres formes et on obtient un système de deux équations:

$$(\omega_k^2 - C_0 c^2 k^2) E_0 - C_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_{-1} = 0 \tag{1.15}$$

$$-C_{-1} c^2 k^2 E_0 + \left\{ \omega_k^2 - C_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \right\} E_{-1} = 0 \tag{1.16}$$

Ces équations sont linéaires et le système (1.14) possède une solution non triviale si son déterminant s'annule :

$$\begin{vmatrix} \omega_k^2 - C_0 c^2 k^2 & -C_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \\ -C_{-1} c^2 k^2 & \omega_k^2 - C_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \end{vmatrix} = 0 \tag{1.17}$$

En extrémité de zone de Brillouin, le calcul de ce déterminant devient simple et donne deux solutions qui sont les extrémités de la courbe de dispersion :

$$\omega_{\pm} = \frac{c\pi}{a} \sqrt{C_0 \pm |C_1|} \tag{1.18}$$

Ainsi, aucun mode n'existe dans l'intervalle de fréquence :

$$\frac{c\pi}{a} \sqrt{C_0 - |C_1|} < \omega < \frac{c\pi}{a} \sqrt{C_0 + |C_1|} \tag{1.19}$$

Cet intervalle que l'on appelle bande interdite (gap) disparaît totalement lorsque $C_1 = 0$. On peut interpréter ces résultats de la façon suivante : lorsqu'on se rapproche des bords de la zone de Brillouin irréductible, les modes de vecteur d'onde $k \approx \pi/a$ et $k \approx -\pi/a$ commencent à se mélanger sous l'effet de la périodicité de la modulation de la permittivité diélectrique. Ceci conduit à une levée de dégénérescence et à l'apparition de la bande interdite photonique (Figure 1.23). Le milieu forme alors un réflecteur parfait, d'où le nom de miroir de Bragg

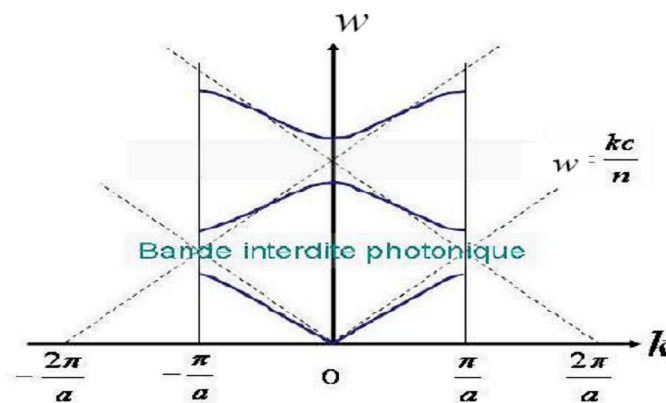
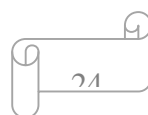


Fig 1.23 Diagramme de dispersion pour un BIP 1D.

Les limites de la première zone de Brillouin sont représentées par les deux traits verticaux, et les droites de dispersion d'un matériau uniforme en pointillés [16]

1.4.5 Largeur de la bande interdite photonique

La largeur de la bande interdite photonique (Gap) d'un réseau périodique unidimensionnel



dépend du contraste d'indice, Δn , des deux milieux qui le composent. Le Gap sera d'autant plus important que Δn est grand (figure 1.24.b et figure 1.24.c).

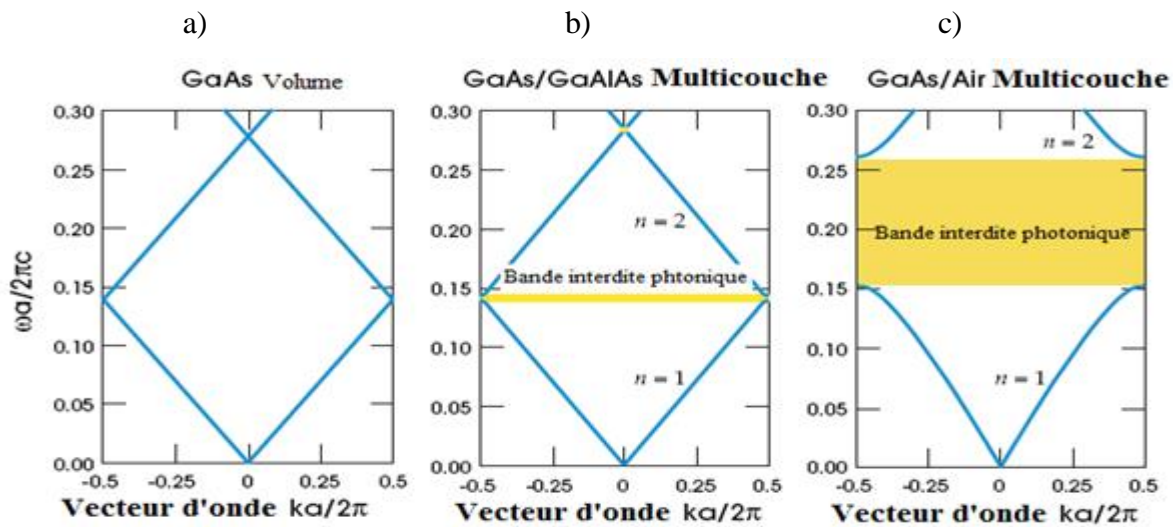


Fig 1.24

Modifications de largeur du Gap en fonction de Δn : a) couches de $\epsilon = 13$ et 13 ; b) $\epsilon = 13$ et 12 et c) $\epsilon = 13$ et 12 [10].

Pour un empilement de couches d'épaisseurs optiques successives/4, la largeur du Gap (en longueur d'onde) est proportionnelle à la différence d'indice (au premier ordre).

La fréquence centrale du gap dépend de la localisation de l'onde dans le réseau. Il y a deux localisations possibles d'une onde stationnaire dans un réseau unidimensionnel : soit un champ électrique ayant son maximum d'énergie dans le matériau de haut indice, soit les maximaux sont situés dans le matériau de bas indice (figure 1.25 a et 1.25 b) [10].

Les modes de basse fréquence (respectivement haute) concentrent leur énergie dans les zones de haut indice (respectivement bas). Si le champ électrique a son maximum d'amplitude dans les régions de haut indice (respectivement bas), les modes concentrent leur énergie dans la bande $n = 1$ (respectivement $n = 2$).

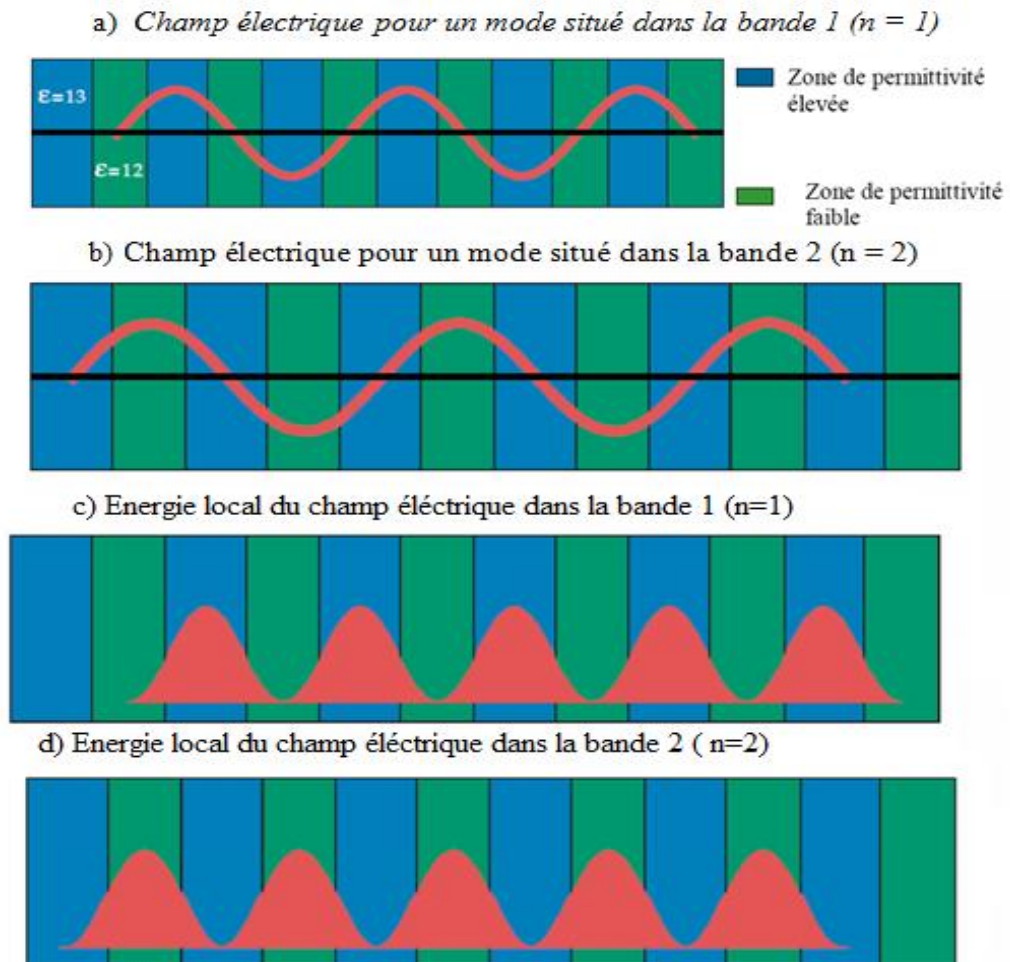


Fig 1.25 : Illustration des modes associés à la première structure de bande photonique . a) Champ électrique dans la bande 1 ; b) Champ électrique dans la bande 2 ; c) Energie locale dans la bande 1 ; d) Energie locale dans la bande 2 [10].

1.4.6 Cristal photonique 2D - Diagramme de bandes

Un cristal BIP bidimensionnel [17-5] est une structure dont la permittivité diélectrique est modulée périodiquement dans deux dimensions et reste homogène dans la troisième. Ces structures périodiques sont par exemple composées de cylindres diélectriques parallèles. Elles présentent une relative simplicité géométrique qui facilite les modélisations théoriques et les études expérimentales. La comparaison entre les deux ne s'en trouvera que plus simplifiée. Afin d'ouvrir des bandes interdites photoniques larges, il faut un contraste d'indice entre la matrice hôte et les tiges suffisamment grand [18]. La meilleure configuration est obtenue avec des cylindres de haut indice dans une matrice hôte de bas indice (généralement de l'air) ou inversement. Une des géométries standard d'un BIP 2D peut être formée d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique transparent. Dans ces structures 2D, le confinement de la lumière se fait dans le plan perpendiculaire aux cylindres (figure 1-28).

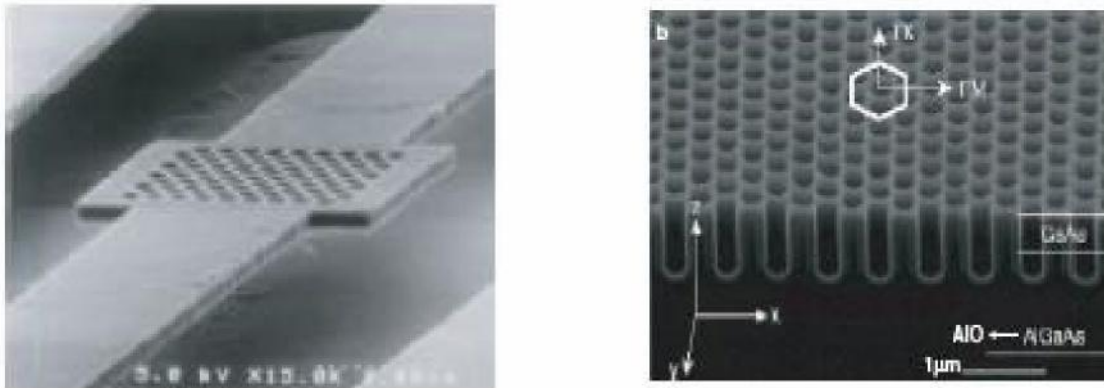


Fig 1.26 Exemple d'un cristal photonique bidimensionnel [18]

Pour étudier le comportement d'une onde électromagnétique incidente sur une telle structure deux polarisations sont possibles .

La polarisation électrique TE correspond au cas où le champ électrique E est parallèle aux cylindres infinis. Alors que celle magnétique TM correspond au cas où E leur est perpendiculaire (Figure 1.27).

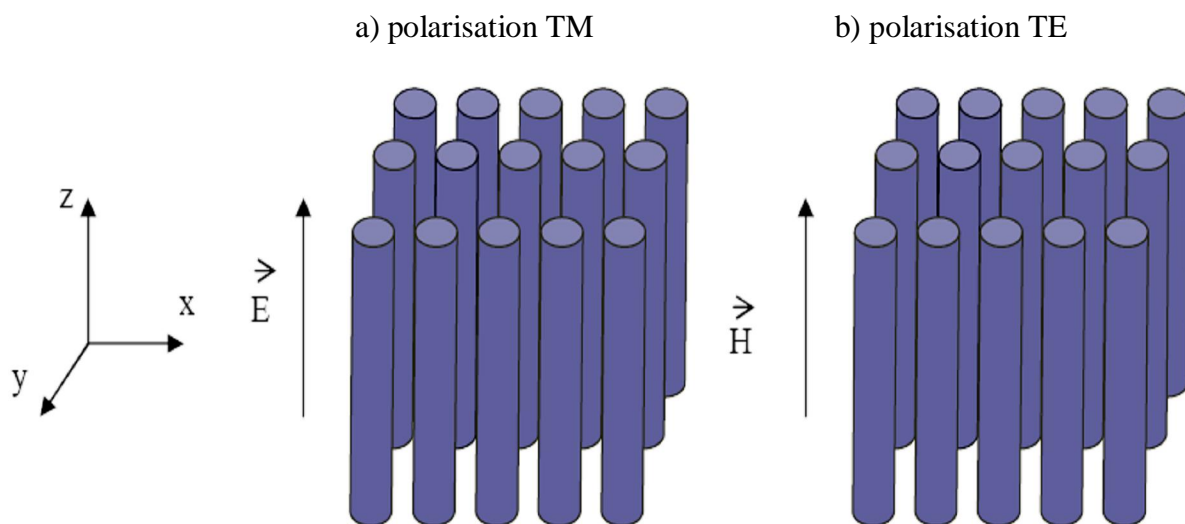


Fig 1.27 Représentation des polarisations TE et TM dans un BIP 2D.

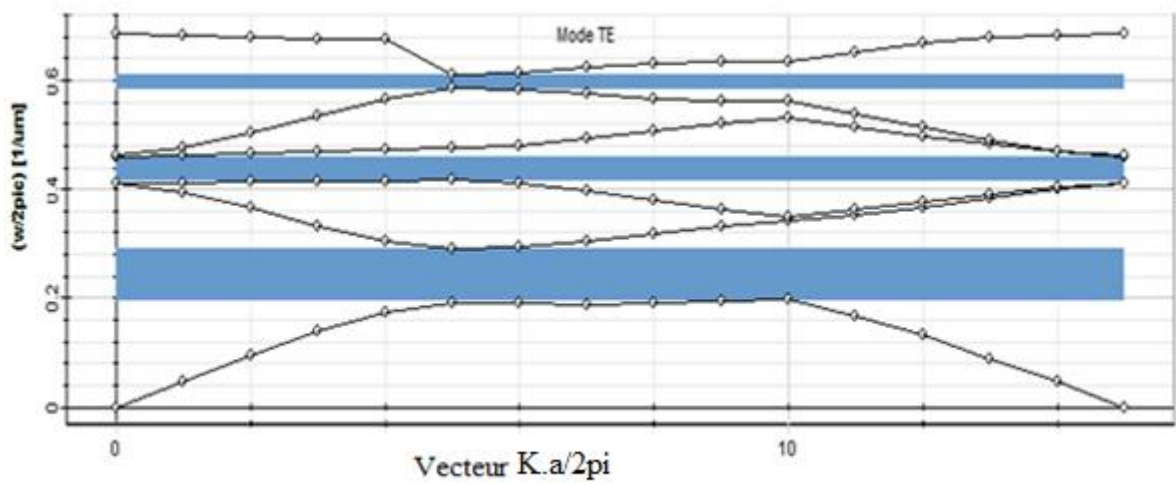
Dans les cristaux 2D, les ondes électromagnétiques se propagent dans le plan perpendiculaire aux tiges et peuvent être séparées en deux polarisations TE ou TM. Les bandes interdites qui apparaissent dans chaque cas doivent se superposer pour former une bande interdite totale. Elle empêche ainsi la

propagation de l'onde incidente quelle que soit sa polarisation. Nous présentons sur la figure 1.28 l'exemple d'un diagramme de bande d'un cristal photonique 2D en polarisation TE et TM.

En réalité, nous ne pouvons obtenir théoriquement une bande interdite complète que dans le cas des structures 3D, où il n'y a aucune propagation de l'onde incidente quelle que soit la polarisation et la direction de l'onde incidente.

Les diagrammes de la figure 1.28 représentent:

- en abscisse, le parcours fait par le vecteur d'onde lorsqu'il décrit le contour formé par les points de haute symétrie $\Gamma.M.K$ de la première zone de Brillouin
- en ordonnée, les fréquences des modes calculés.



a)

b)

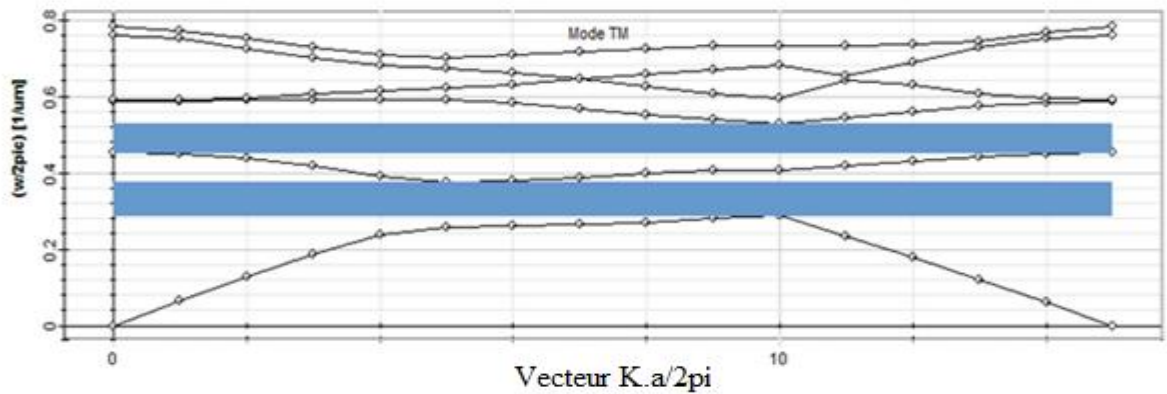


Fig 1.28 Diagramme de bande d'un BIP 2D en polarisation a) Mode TE et b) Mode TM (simulée par le logiciel Optiwave)

1.5. Les défauts

Les défauts dans les semi-conducteurs ont pour effet d'induire des niveaux d'énergie autorisés dans la bande interdite [19]. La création de défauts dans un cristal photonique consiste à briser la

périodicité du réseau et introduire des niveaux d'énergies permis dans la bande interdite [20, 14]. Dans le cas d'un réseau de trous, le défaut peut consister en l'absence d'un ou plusieurs trous. Il existe principalement deux types de défauts, les défauts ponctuels (cavités) et les défauts linéaires (guide d'ondes). Il reste néanmoins possible de jouer sur plusieurs paramètres pour obtenir une grande variété de défauts (variation de la taille des trous et de leurs formes par exemple).

1.5.1. Microcavité

Le défaut ponctuel peut être créé en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau. Pour les cristaux photoniques composés de tiges diélectriques, on peut enlever une tige comme on peut modifier sa permittivité ou sa géométrie (figure 1.30). Cela correspond à une cavité résonante. Plus généralement, on peut faire varier le rayon de la tige ou du trou pour faire varier les caractéristiques du diagramme de bandes.

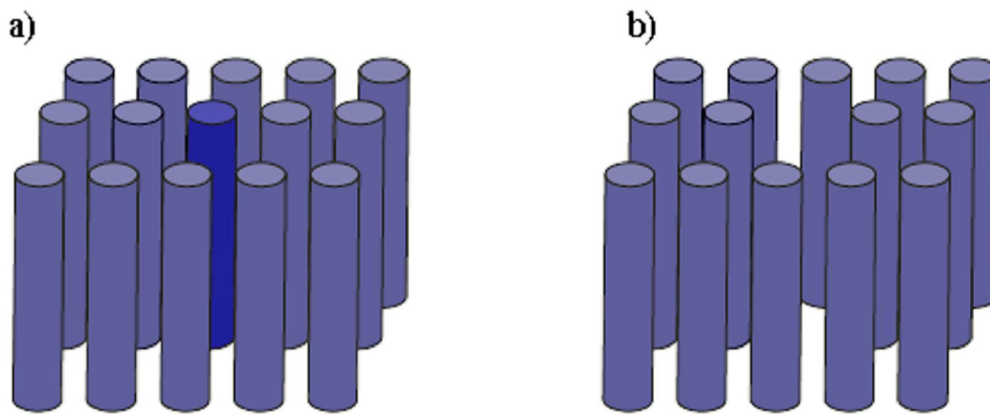


Fig 1.30 Défauts ponctuels : a) Modification de la permittivité d'une tige (il vaut mieux faire la tige centrale en bleu) b) Absence de la tige centrale.

Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés modes de défaut. Le diagramme de bande d'une structure BIP avec défaut s'obtient en faisant varier le vecteur k_x le long du contour défini par les points de hautes symétries de la zone de Brillouin irréductible. Le mode de défaut se loge dans la bande interdite (figure 1.31). La fréquence correspondante est la fréquence propre de résonance de la microcavité. Si on injecte dans ce défaut un mode électromagnétique dont la fréquence appartient à la bande interdite photonique, la lumière ne pourra pas se propager dans le cristal mais elle sera piégée et confinée autour du défaut (figure 1.32). Seuls certains modes y sont donc autorisés. Les fréquences de ces modes dépendent du défaut. En faisant varier le rayon r du défaut, on peut atteindre une certaine gamme de fréquences dans la bande interdite [20].

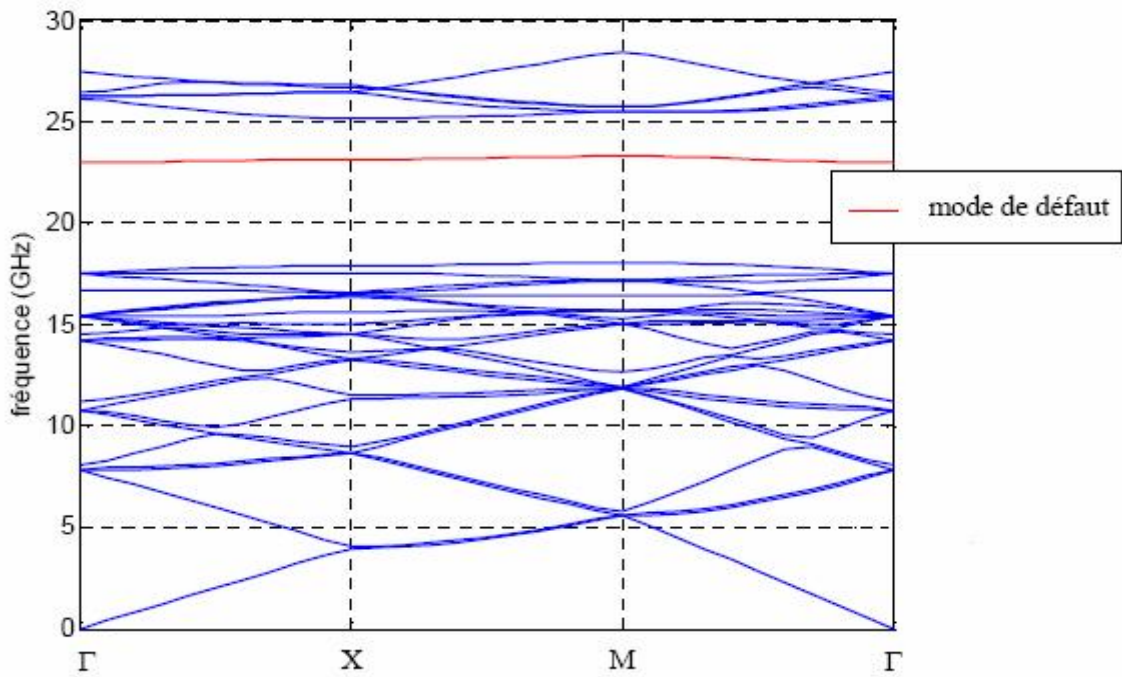


Fig 1.31 Diagramme de dispersion d'une structure 2D avec défaut [22]

L'intérêt des cavités est de réaliser des sources de lumière, intenses et très confinée spatialement. Elles peuvent offrir la possibilité d'utiliser l'effet laser si leur facteur de qualité est suffisamment élevé.

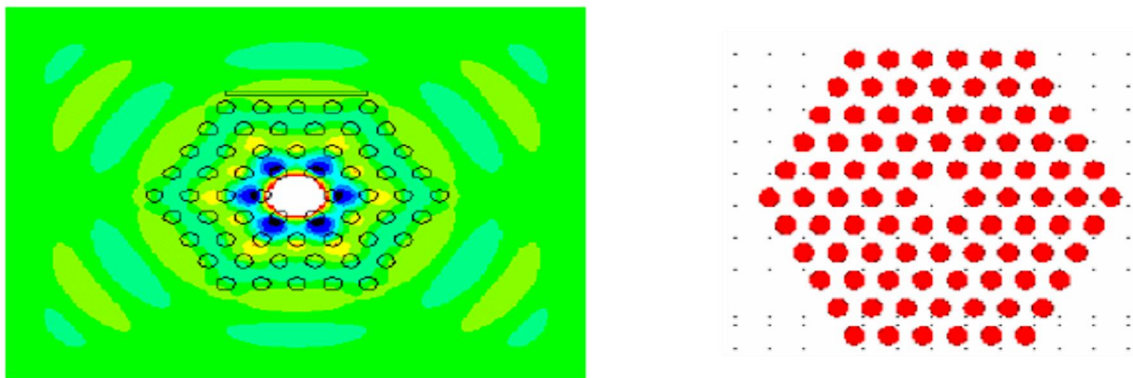


Fig 1.32 Microcavité de la structure hexagonale de GaAs dans l'air montrant la distribution du champ E_y autour du défaut en polarisation TE (simulée par le logiciel Optiwave)

1.5.2. Guides d'ondes

En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou plusieurs rangées de motifs élémentaires), il est possible de guider la lumière selon une direction choisie. La lumière va se propager le long de ce guide avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal (figure 1.33 a). Des guides

Les guides d'ondes classiques à base de matériaux diélectriques sont réalisés depuis longtemps. L'onde se propage dans le diélectrique d'indice fort et se réfléchit totalement sur les bords qui sont constitués d'un diélectrique d'indice plus faible. L'intérêt des guides d'ondes BIP par rapport à ceux traditionnels c'est qu'ils présentent de faibles pertes au niveau des courbures (figure 1.33 b). Le fait de recourber l'un de ces guides sur lui-même permet d'obtenir un anneau et seuls quelques modes peuvent rester dans cet anneau.

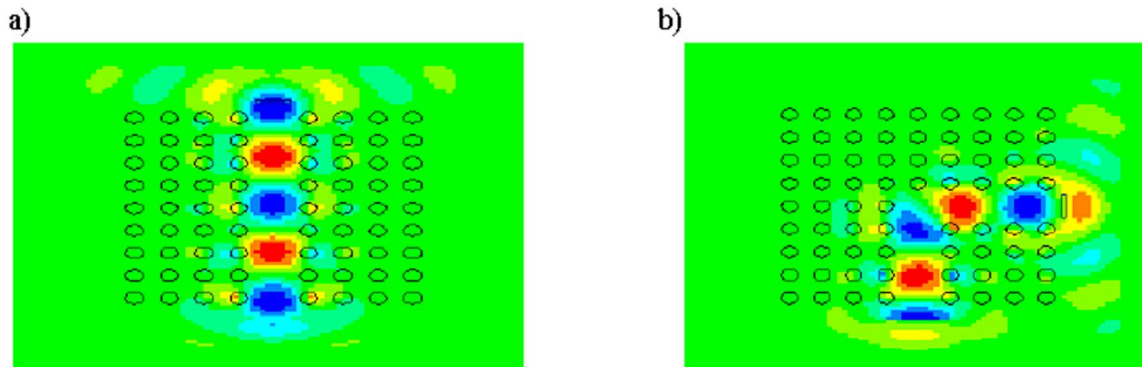


Fig 1.33 Guide d'onde de la structure GaAs dans l'air à motif carré montrant la distribution du champ E_y autour du défaut en polarisation TE a) Rectiligne b) Courbures à 90° (simulée par le logiciel Optiwave)

1.5. Conclusion

Les structures périodiques présentant des bandes interdites photoniques sont des matériaux récents. Un rappel historique, une description et un inventaire de ces matériaux périodiques ont permis une présentation de leurs différentes caractéristiques.

Nous avons présenté les matériaux diélectriques à bande interdite photonique à plusieurs dimensions (1D et 2D). Les matériaux monodimensionnels ont permis une compréhension plus approfondie des phénomènes.

Enfin, nous avons étudié les matériaux à bande interdite photonique à défaut. Elle permet également de calculer la distribution des champs électromagnétiques dans ces matériaux.

Chapitre 2

Optique non linéaire du second ordre
dans les semi-conducteurs III-V

2.1 Introduction

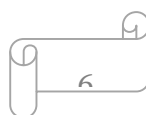
Ce deuxième chapitre est organisé de la façon suivante: nous commencerons par rappeler les principes de base et le formalisme de l'optique non linéaire. Nous nous intéresserons ensuite plus particulièrement aux processus non linéaires du second ordre et aux propriétés de la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 du semi-conducteur GaAs.

2.2 Principes de base de l'optique non linéaire

Nous allons rappeler ici la description classique de l'optique non linéaire. Nous allons voir, de manière simple, comment des matériaux peuvent acquérir sous l'effet d'un champ une polarisation dépendant de façon non linéaire de l'amplitude de ce champ. Nous introduirons ensuite le formalisme de l'optique non linéaire en utilisant comme point de départ les équations de Maxwell.

2.2.1 Origine du non linéarité (polarisation non linéaire)

Afin de décrire simplement et de comprendre les interactions de la lumière avec la matière, les matériaux auxquels on s'intéresse en optique sont souvent modélisés en les considérant comme un ensemble de particules chargées: des électrons et des ions (noyaux des atomes). Lorsqu'un champ électrique est appliqué à cette matière, les charges se déplacent dans la direction du champ, les charges positives dans un sens, les charges négatives dans l'autre sens. Dans les matériaux conducteurs, les électrons peuvent se déplacer librement aussi longtemps que le champ électrique est présent donnant naissance à un courant électrique. Dans les matériaux diélectriques, les charges sont liées fortement les unes aux autres, bien que leurs liens possèdent une certaine "élasticité". En présence d'un champ électrique, ces charges ont un mouvement uniquement transitoire et s'éloignent légèrement de leur position d'origine. Ces petits déplacements se traduisent par l'apparition dans la matière de moments dipolaires électriques induits, ou autrement dit, par l'apparition d'une polarisation.



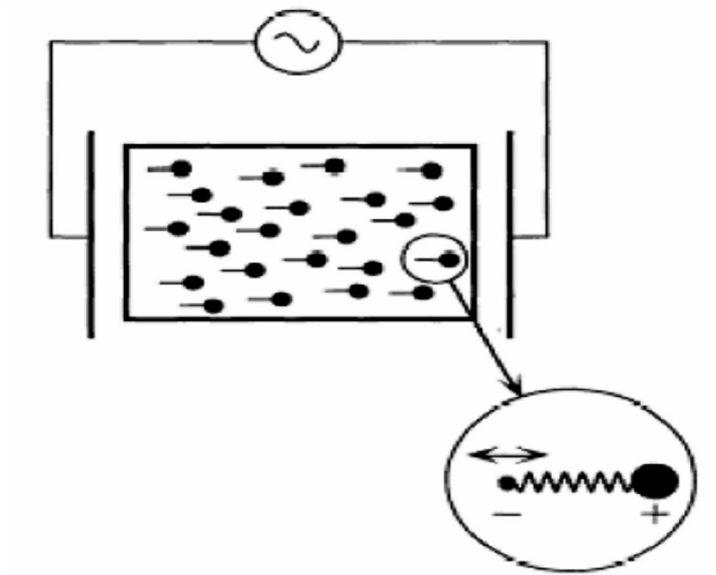


Fig 2.1 Représentation schématique du mouvement des particules chargées dans un milieu diélectrique soumis à un champ électrique de fréquence ω .

Le mouvement des ions (charges positives) est négligé en raison de leur masse beaucoup plus importante que celle des électrons. Sous l'action du champ électrique provenant d'une onde lumineuse de fréquence ω , les charges du diélectrique vont alors se comporter comme des dipôles oscillant à la fréquence ω du champ excitateur. L'effet du champ magnétique sur les particules chargées est quant à lui beaucoup plus faible et peut être négligé. De plus, étant donné que la masse des électrons est beaucoup plus faible que celle des ions, on peut considérer comme significatif seulement le déplacement des électrons. On peut alors décrire ce système à l'aide d'un modèle mécanique simple où l'électron de masse m et de charge $-e$ est lié à l'ion par un ressort. Cette situation est représentée sur la figure 2.1. L'évolution de l'écart à l'équilibre x de l'électron en réponse à un champ électrique $E(t)$ obéit alors à l'équation suivante:

$$\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} + 2\Gamma \frac{\partial X}{\partial t} + \Omega^2 X + (\xi^{(2)} X^2 + \xi^{(3)} X^3 + \dots) = \frac{-e}{m} E(t) \tag{2.1}$$

Où Ω est la fréquence de résonance de l'électron, Γ son taux d'amortissement.

Négligeons dans un premier temps les termes anharmoniques $(\xi^{(2)} X^2 + \xi^{(3)} X^3 + \dots)$ et considérons la réponse harmonique du système à un champ électrique de la forme:

$$E(t) = E_0 \exp[-j\omega t] + cc \quad (2.2)$$

Où cc désigne le complexe conjugué. En injectant (2.2) dans (2.1), on trouve

$$X(t) = \frac{-eE_0}{2m} \frac{\exp[-j\omega t]}{\Omega^2 - 2j\Gamma\omega - \omega^2} + cc \quad (2.3)$$

En considérant, pour simplifier, que tous les dipôles électriques sont orientés de la même façon, la polarisation induite dans le milieu est:

$$P = -Nex = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(2)} E_0 \exp[-j\omega t] + cc \quad (2.4)$$

où N est le nombre de dipôles électriques par unité de volume, ϵ_0 la permittivité dans le vide. La susceptibilité $\chi^{(1)}$ s'exprime de la manière suivante:

$$\chi^{(1)} = \frac{-Ne^2}{\epsilon_0} m \frac{1}{\Omega^2 - 2j\Gamma\omega - \omega^2} \quad (2.5)$$

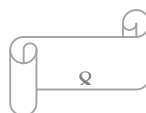
Les dipôles électriques oscillant à la même fréquence ω rayonnent dans le milieu et modifient ainsi la propagation de l'onde lumineuse. Comme le déplacement électrique s'exprime de la manière suivante:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.6)$$

La constante diélectrique du milieu vaut $1 + \chi^{(1)}$ et l'indice de réfraction n :

$$n = \text{Re}(1 + \chi^{(1)}) \quad (2.7)$$

Où Re désigne la partie réelle.



La partie imaginaire de la susceptibilité, quant à elle, décrit les pertes dans le milieu. Les parties réelles et imaginaires de la susceptibilité sont tracées sur la figure 2.2. en fonction de la fréquence de l'onde lumineuse ω .

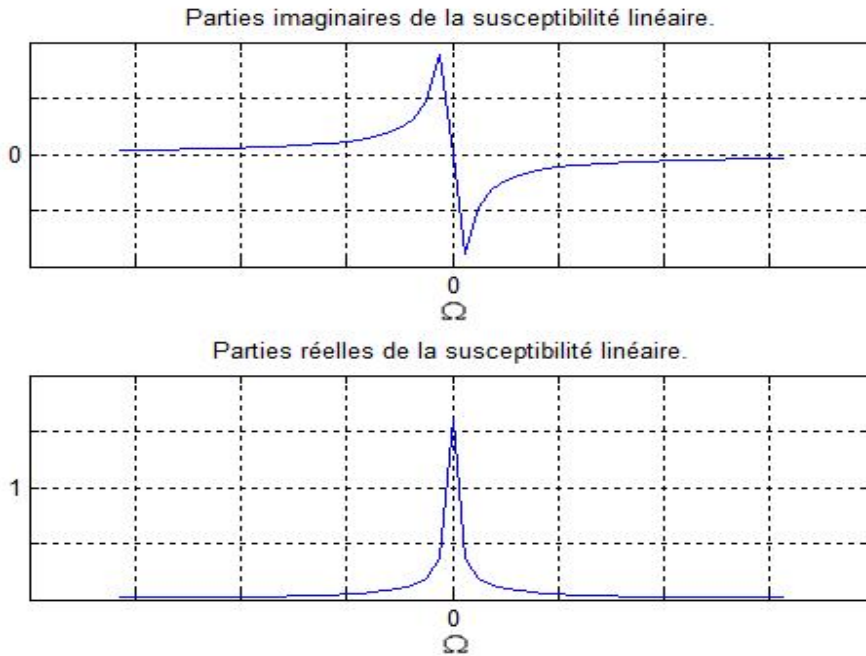
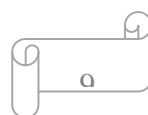


Fig 2.2 Parties réelles et imaginaires de la susceptibilité en fonction de la fréquence de l'onde lumineuse autour de la fréquence de résonance Ω .

Ceci décrit les propriétés linéaires usuelles d'un milieu diélectrique. En physique, la dépendance linéaire d'une quantité en fonction d'une autre est presque toujours une approximation qui reste valable dans un domaine limité de l'espace des paramètres. Dans le cas présent, le déplacement des électrons peut être considéré linéaire avec le champ électrique lorsque ces déplacements sont petits.

Lorsqu'ils deviennent plus grands, la force de rappel devient non linéaire en fonction de \mathbf{x} de manière à contenir le mouvement des électrons au voisinage de l'ion. Ceci est pris en compte dans le modèle du ressort mécanique par l'intermédiaire des termes anharmoniques $(\xi^{(2)} X^2 + \xi^{(3)} X^3 + \dots)$ dans l'équation (2.1). Lorsque ces termes sont pris en compte, il n'existe plus de solution générale à cette équation. Cependant, dans la limite où ces termes sont suffisamment petits devant la composante harmonique, il est possible de trouver une solution par perturbation en effectuant un développement de $\mathbf{x}(t)$ en puissances de l'amplitude du champ électrique. On obtient alors pour la polarisation du milieu \mathbf{P} :



$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) \quad (2.8)$$

Dans cette expression, $\chi^{(1)}$ représente la susceptibilité linéaire discutée précédemment et les quantités $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}, \dots$, sont appelées susceptibilités non linéaires du milieu.

Ces susceptibilités non linéaires sont à l'origine de nombreux phénomènes. Nous allons décrire dans la suite comment une onde se propage dans des milieux possédant de telles propriétés.

2.2.2 Formalisme et équation de propagation non linéaire

Les phénomènes optiques non linéaires peuvent être décrits par l'intermédiaire des équations de Maxwell dont voici l'expression dans un milieu dépourvu de charge libre:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.9)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.10)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = - \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.11)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.12)$$

$\vec{E}(\vec{r}, t)$ est le champ électrique, $\vec{H}(\vec{r}, t)$ l'excitation magnétique, $\vec{D}(\vec{r}, t)$ est le vecteur déplacement électrique et $\vec{B}(\vec{r}, t)$ l'induction magnétique. La réponse du milieu aux excitations $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ est donnée par les relations constitutives qui dans le cas d'un milieu diélectrique idéal s'écrivent:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t), \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (2.13)$$

Où μ_0 est la perméabilité du vide. Ce jeu de six équations permet d'établir l'équation de propagation du champ électromagnétique:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

Comme nous l'avons vu précédemment, lorsqu'on applique un champ électrique suffisamment faible à un milieu diélectrique, la polarisation est caractérisée par la susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ du milieu qui est un tenseur d'ordre deux:

$$\vec{P}^L(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(\vec{r}, t; \tau) : \vec{E}(\vec{r}, \tau) d\tau \quad (2.15)$$

Lorsque le champ exciteur devient plus intense, la polarisation s'écrit en fonction du champ électrique de la manière suivante:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}^L(\vec{r}, t) + \vec{P}^{NL}(\vec{r}, t) = \vec{P}^L(\vec{r}, t) + \sum_{i=2}^{\infty} \vec{P}^{(i)}(\vec{r}, t) \quad (2.16)$$

Avec:

$$\vec{P}^{(i)}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau_1 \dots \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau_i \chi^{(i)}(\vec{r}, t; \tau_1, \dots, \tau_i) : \vec{E}(\vec{r}, \tau_1) \dots \vec{E}(\vec{r}, \tau_i) \quad (2.17)$$

$\chi^{(i)}$ la susceptibilité d'ordre (i) est un tenseur d'ordre $(i + 1)$.

La forme de (2.17) nous suggère de nous placer dans l'espace des fréquences. Dans ce cas, la relation

liant $\vec{P}(\vec{r}, \omega)$ et $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ devient plus simple:

$$\vec{P}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\vec{r}, -\omega; \omega) : \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \sum_{i=2}^{\infty} \epsilon_0 \chi^{(i)}(\vec{r}, -\omega; \omega_1, \dots, \omega_i) : \vec{E}(\vec{r}, \omega_1) \dots \vec{E}(\vec{r}, \omega_i) \quad (2.18)$$

Avec pour chaque valeur de i :

$$\omega = \sum_{p=1}^i \omega_p \quad (2.19)$$

Remarquons que, dans cette expression, les fréquences ω_p peuvent prendre des valeurs positives, négatives ou nulles. Le lien entre $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ et $\vec{E}(\vec{r}, t)$ est donné par:

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\vec{r}, t) e^{i\omega t} dt \text{ et } \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.20)$$

On peut maintenant réécrire l'équation de propagation (2.14) pour chaque composante de Fourier oscillant à la fréquence ω :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\vec{r}, \omega) : \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \omega^2 \mu_0 \vec{P}^{NL}(\vec{r}, \omega) \quad (2.21)$$

Où:

$$\epsilon(\vec{r}, \omega) = 1 + \chi^{(1)}(\vec{r}, -\omega; \omega) \quad (2.22)$$

La polarisation non linéaire apparaît alors comme un terme source dans l'équation de propagation (2.21).

Cette équation est dans le cas général compliquée à résoudre. Afin de pouvoir discuter simplement des effets non linéaires et d'en dégager une vision "intuitive" nous allons considérer les hypothèses suivantes:

- Nous supposons le milieu non linéaire homogène, c'est-à-dire que la constante diélectrique ne dépend pas de la variable \vec{r} .

- Nous ferons également l'hypothèse que toutes les ondes se propagent de manière colinéaire selon une direction notée \mathbf{z} .
- Les différentes ondes en interaction non linéaire se propagent dans un seul sens.
- Enfin nous supposons que les ondes sont planes, polarisées linéairement et oscillant toutes dans un plan orthogonal à la direction de propagation.

Le problème devient alors scalaire et l'équation de propagation (2.21) s'écrit alors:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{z}, \omega)}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{e}(\mathbf{z}, \omega) \cdot \vec{\mathbf{E}}(\mathbf{z}, \omega) = -\omega^2 \mu_0 \vec{\mathbf{P}}^{NL}(\mathbf{z}, \omega) \tag{2.23}$$

On pose alors:

$$\mathbf{E}(\mathbf{z}, \omega) = \frac{1}{2} A_\omega(\mathbf{z}) \exp[jk_\omega z] + cc \tag{2.24}$$

Où $k_\omega = n_\omega \omega / c$ avec n_ω l'indice de réfraction à la fréquence ω . La polarisation non linéaire d'ordre (n) s'écrit quant à elle:

$$\mathbf{P}^{(n)}(\mathbf{z}, \omega) = \frac{1}{2} P_\omega^{(n)}(\mathbf{z}) \exp[jk_{NL} z] + cc \tag{2.25}$$

Avec:

$$k_{NL} = \sum_{p=1}^n k_{\omega_p} \tag{2.26}$$

En injectant (2.24) et (2.25) dans (2.23), et en ne tenant compte que de la polarisation non linéaire d'ordre (n) , on obtient:

$$\frac{\partial^2 A_\omega(z)}{\partial z^2} + 2jk_\omega \frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} = -\omega^2 \mu_0 P_\omega^{(n)}(z) e^{i\Delta k z} \quad (2.27)$$

La quantité $\Delta k = k_{NL} - k_\omega$ est appelée désaccord de phase. Comme nous le verrons par la suite, ce terme joue un rôle central dans les processus du second ordre.

Le fait que les ondes se propagent dans un sens unique permet de faire l'approximation de l'enveloppe lentement variable:

$$\left| \frac{\partial^2 A_\omega(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2k_\omega \frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} \right| \quad (2.28)$$

L'équation de propagation de l'enveloppe du champ électrique s'écrit alors :

$$\frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} = \frac{j\omega \mu_0 c}{2n_\omega} P_\omega^{(n)}(z) e^{i\Delta k z} \quad (2.28)$$

L'écriture de (2.29) suppose que l'enveloppe ne dépend pas du temps. Dans le cas où l'on s'intéresse à la propagation d'impulsions ultra brèves, cette description est inadaptée et il faut alors revenir à l'expression (2.14). Dans le cadre de l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable, on doit alors considérer également la dépendance temporelle:

$$\left| \frac{\partial^2 P_\omega^{(n)}(z,t)}{\partial t^2} \right| \ll \left| 2\omega \frac{\partial P_\omega^{(n)}(z,t)}{\partial t} \right| \ll \left| \omega^2 P_\omega^{(n)}(z,t) \right| \quad (2.30)$$

On montre alors que l'équation de propagation non linéaire de l'impulsion s'écrit:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_\omega(z,t) = \frac{j\omega}{2n_\omega \epsilon_0 c} P_\omega^{(n)}(z,t) e^{i\Delta k z} \quad (2.31)$$

Où $V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ est la vitesse de groupe.

Dans le cas général, la polarisation non linéaire apparaît donc comme un terme de perturbation dans l'équation de propagation de la lumière. Nous allons à présent nous intéresser au cas particulier des effets non linéaires du second ordre.

2.3 Processus non linéaire du second ordre

Dans le paragraphe précédent, nous avons établi l'équation de propagation pour une onde monochromatique de pulsation ω en considérant l'ordre (n) de la polarisation non linéaire. Nous allons maintenant nous intéresser au terme du second ordre de la susceptibilité non linéaire. La non linéarité d'ordre deux permet le couplage de trois champs. E_n terme corpusculaire, trois photons différents de pulsations ω_1, ω_2 et ω_3 vont interagir. La conservation de l'énergie impose la condition suivante:

$$\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 \quad (2.32)$$

A ces fréquences sont associés les trois champs monochromatiques:

$$\mathbf{E}(\mathbf{z}, \omega_i) = \frac{1}{2} A_i(\mathbf{z}) e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{z}} + \text{cc} \quad (2.33)$$

$i = 1, 2, 3$ On pose n l'indice de réfraction à la fréquence ω_i et $\mathbf{k}_i = n_i \omega_i / c$

2.3.1 Mélange à 3 ondes

Remarque préliminaire concernant le tenseur non linéaire d'ordre deux (cas général)

En toute généralité, on peut écrire la polarisation non linéaire d'ordre deux de la manière suivante:

$$P_i^{(2)}(\omega_m) = \sum_{ij} \sum_{np} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_m; \omega_n, \omega_p) E_j(\omega_n) E_k(\omega_p) \quad (2.34)$$

$$i = x, y, z, \quad \omega_m = \omega_n + \omega_p, \quad m = 1, 2, 3$$

Les quantités $E_j(\omega_n)$ représentent les composantes cartésiennes du champ $E(\omega_n)$. De nombreuses simplifications interviennent dans l'expression de la susceptibilité non linéaire lorsque l'on prend en compte les propriétés des matériaux utilisés:

- Règles de symétrie. Il est intéressant de signaler à ce point que seuls les matériaux non centrosymétriques possèdent une non linéarité d'ordre deux.
- Transparence du milieu, qui donne les relations de Kleinman traduisant l'aspect non dispersif de la susceptibilité non linéaire.

Ceci permet de représenter la susceptibilité d'ordre deux par une matrice **3x6** couplant entre eux des termes

du type $P_i^{(2)}(\omega_m)$ et $E_j(\omega_n) E_k(\omega_p) + E_k(\omega_n) E_j(\omega_p)$.

Dans la suite, nous supposons comme pour l'établissement de (2.23) que le problème est scalaire. Ceci a pour conséquence l'introduction d'une susceptibilité non linéaire effective $\chi^{(2)}$ caractérisant de manière quantitative le couplage non linéaire. A chaque fréquence est associé un terme de la polarisation non linéaire:

- Terme en ω_3 : $P^{(2)}(z, \omega_3) = \frac{1}{2} \epsilon_0 k \chi^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) A_1(z) A_2(z) e^{j(k_1+k_2)z} + cc \quad (2.35)$

- Terme en ω_2 : $P^{(2)}(z, \omega_2) = \frac{1}{2} \epsilon_0 k \chi^{(2)}(-\omega_2; \omega_1, \omega_3) A_1^*(z) A_3(z) e^{j(k_3-k_1)z} + cc \quad (2.36)$

- Terme en ω_1 : $P^{(2)}(z, \omega_1) = \frac{1}{2} \epsilon_0 k \chi^{(2)}(-\omega_1; -\omega_2, \omega_3) A_2^*(z) A_3(z) e^{j(k_3-k_2)z} + cc \quad (2.37)$

Avec $\mathbf{k} = 2^{l+q-2} \mathbf{r}$ où $l = 1$ si $\omega_m \neq 0$ sinon $l = 0$, q est le nombre de fréquences nulles dans la liste des $\omega_{n,p}$ et r le nombre de permutations dans la liste des $\omega_{n,p}$. Par exemple, si les fréquences en jeu sont non nulles et toutes différentes: $\mathbf{K} = 2^{1+0-2} \times 2! = 1$.

Ayant maintenant l'expression de la polarisation non linéaire, nous pouvons nous intéresser à la propagation des différentes composantes spectrales de l'enveloppe du champ électrique.

$$\begin{cases} \frac{dA_1(z)}{dz} = \frac{j\omega_1}{2cn_1} \chi^{(2)} A_2^*(z) A_3(z) e^{j\Delta k z} \\ \frac{dA_2(z)}{dz} = \frac{j\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} A_1^*(z) A_3(z) e^{j\Delta k z} \\ \frac{dA_3(z)}{dz} = \frac{j\omega_3}{2cn_3} \chi^{(2)} A_1(z) A_2(z) e^{-j\Delta k z} \end{cases} \quad (2.38)$$

Le terme $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ représente le désaccord de phase entre un champ et la polarisation de même fréquence.

2.3.2 Génération de seconde harmonique

Nous allons maintenant considérer le cas le plus simple de mélange à trois ondes: la génération de seconde harmonique (GSH). On parle de GSH quand $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ et $\omega_3 = 2\omega$. Dans ce cas le système (2.38) se simplifie et devient, en prenant garde au facteur un demi dans l'expression du champ second harmonique provenant de la dégénérescence en fréquence (pour le seconde harmonique $\mathbf{k} = 2^{1-0-2} \times 1! = 1/2$).

$$\begin{cases} \frac{dA_\omega(z)}{dz} = \frac{j\omega}{2cn_\omega} \chi^{(2)} A_{2\omega}(z) A_\omega^*(z) e^{j\Delta k z} \\ \frac{dA_{2\omega}(z)}{dz} = \frac{j\omega}{2cn_{2\omega}} \chi^{(2)} A_\omega^2(z) e^{-j\Delta k z} \end{cases} \quad (2.39)$$

La figure 2.3 représente un diagramme quantique de génération de seconde harmonique dans lequel aucun champ en jeu n'est résonant avec le matériau non linéaire.

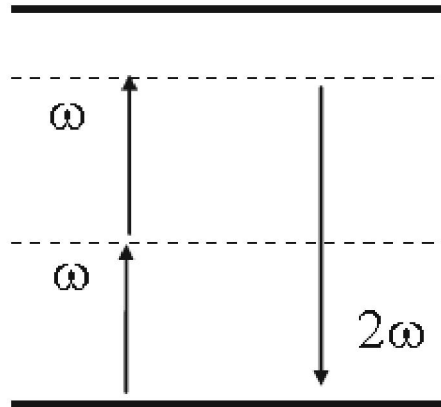


Fig 2.3 Diagramme quantique de la génération de second harmonique. Les traits pleins correspondent à des niveaux d'énergie réels alors que les traits pointillés symbolisent les états d'arrivée ou de départ des transitions virtuelles.

A_ω est appelée enveloppe du champ fondamental (F), $A_{2\omega}$ enveloppe du champ seconde harmonique (SH). La configuration usuelle est la génération d'une onde SH à partir d'une onde F incidente seule sur un milieu possédant une non linéarité quadratique. Dans ce cas, deux photons du champ F sont prélevés pour générer un photon possédant une énergie double.

Lorsque l'efficacité du processus de génération de second harmonique n'est pas trop importante (< 10%), on peut faire l'hypothèse de non déplétion du F. Dans ce cas, seule l'équation donnant l'évolution du second harmonique doit être intégrée, l'intensité du F pouvant être considérée constante. L'intensité du second harmonique est alors donnée par:

$$I_{2\omega}(z) = \frac{1}{2} n_{2\omega} c \epsilon_0 |A_{2\omega}(z)|^2 \tag{2.40}$$

$$I_{2\omega}(z) = \frac{2\pi^2}{\epsilon_0 c \lambda^2 n_\omega^2 n_{2\omega}} [\chi^{(2)}]^2 I_\omega^2(0) \left[\frac{\sin(\Delta k z / 2)}{\Delta k / 2} \right]^2 \tag{2.41}$$

$I_\omega(0)$ est l'intensité du F, λ sa longueur d'onde.

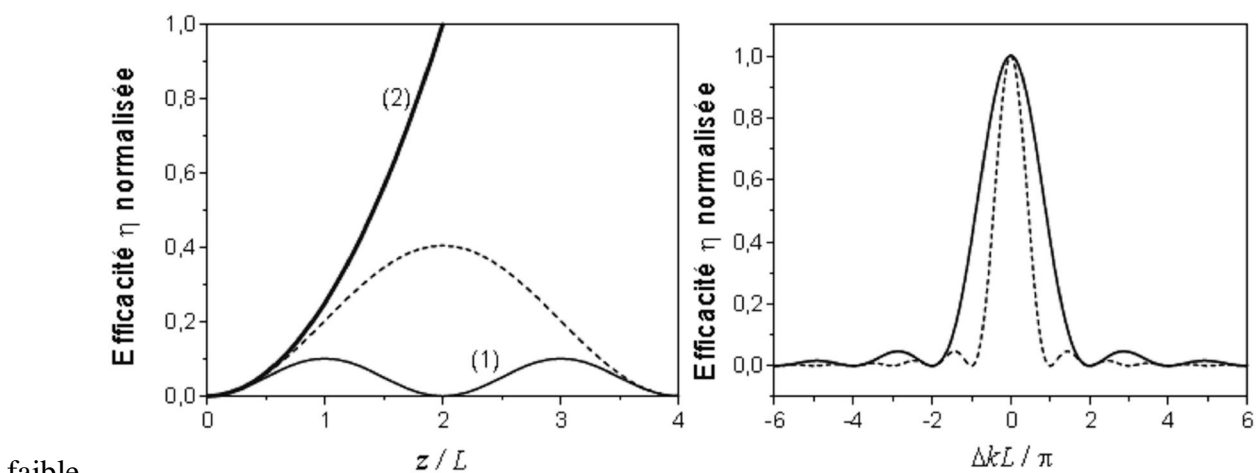
Considérons maintenant un milieu non linéaire de longueur L . Afin de caractériser la génération de SH associée à la propagation sur la distance L , on calcule l'efficacité de conversion η définie par le rapport entre l'intensité de SH généré et l'intensité de l'onde F incidente:

$$\eta(L) = I_{2\omega}(L) / I_{\omega}(0) \tag{2.41}$$

On remarque aisément avec (2.39) et (2.40) que, lorsque Δk est non nul, c'est-à-dire que la polarisation non linéaire et le SH généré ne se propagent pas avec la même vitesse de phase, l'efficacité de conversion évolue de manière périodique avec la longueur du milieu non linéaire (Figure 2.4.a). L'efficacité de conversion atteint son maximum pour une distance de propagation appelée longueur de cohérence L_c . L_c s'exprime de la manière suivante:

$$L_c = \pi / \Delta k = \lambda / 4[n(2\omega) - n(\omega)] \tag{2.43}$$

Cette longueur représente la distance maximale pendant laquelle le SH généré et la polarisation non linéaire interfèrent de manière constructive. Plus le désaccord de phase est important, plus la longueur de cohérence est courte et plus l'efficacité de conversion est



faible.

a)

b)

Fig 2.4 a) Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la distance z (normalisée par rapport à L) dans différents cas: courbe (1) $\Delta kL = \pi$, en pointillés pour $2\Delta kL = \pi$ et courbe (2) à l'accord de phase..b)

Courbes d'accord de phase (efficacité en fonction du désaccord de phase) pour une longueur d'interaction L (trait continu) et une longueur $2L$ (pointillés).

L'optimum de conversion est atteint lorsque le désaccord de phase est nul, autrement dit, lorsque tous les dipôles induits par l'onde F oscillent en phase avec le SH généré en tout point du milieu non linéaire. L'intensité du champ SH croît alors de manière quadratique avec la longueur d'interaction (Figure 2.4.a).

Lorsque la longueur d'onde du F est fixée autour de $1.55\mu\text{m}$, la longueur de cohérence des matériaux usuellement utilisés comme le LiNbO_3 est de l'ordre d'une dizaine de microns. Ceci conduit donc à des rendements de conversion faibles si l'accord de phase n'est pas réalisé.

La Figure 2.4.b. représente ce que l'on appelle une courbe d'accord de phase, c'est à dire l'évolution de l'efficacité pour une longueur de milieu donné (ici L ou $2L$) en fonction du désaccord de phase. On retrouve la dépendance de type sinus cardinal que l'on peut déduire de l'équation (2.40). On peut voir que lorsque l'on augmente la longueur du matériau (courbe en pointillés), l'efficacité diminue d'autant plus rapidement lorsque l'on s'écarte de l'accord de phase.

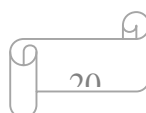
2.3.3 Réalisations "classiques" de l'accord de phase

2.3.3.1 Accord de phase par biréfringence

Nous avons souligné l'importance de l'obtention de l'accord de phase pour obtenir des interactions non linéaires du second ordre efficaces. Usuellement, l'accord de phase est obtenu en utilisant le fait que la plupart des matériaux quadratiques sont également biréfringents. On distingue alors deux manières de réaliser l'accord de phase:

- Dans l'accord de phase de type I, les deux photons à la fréquence ω sont polarisés identiquement (soit suivant l'axe ordinaire, soit suivant l'axe extraordinaire); le photon SH est alors généré suivant la polarisation perpendiculaire. On choisit alors une direction de propagation qui vérifie la relation:

$n_e(2\omega) = n_o(\omega)$ pour un cristal uniaxe négatif ou $n_o(2\omega) = n_e(\omega)$ pour un cristal uniaxe positif.



- Dans le cas de l'accord de phase de type II, les deux photons du champ fondamental sont polarisés perpendiculairement et le photon SH est polarisé selon l'axe extraordinaire (ordinaire) pour les cristaux uniaxes négatifs (positifs). La condition d'accord de phase s'écrit dans le cas du cristal uniaxe négatif:

$$n_e(2\omega) = \frac{1}{2} [n_o(\omega) + n_e(\omega)].$$

Le principal désavantage de cette méthode, outre qu'elle est impossible à mettre en œuvre dans les matériaux quadratiques isotropes (comme les semi conducteurs III-V), réside dans le fait qu'elle ne permet pas toujours d'accéder aux coefficients les plus importants du tenseur non linéaire, comme le d_{33} du LiNbO_3 .

2.3.3.2. Quasi accord de phase

Une manière de contourner cette difficulté est d'utiliser la méthode du quasi-accord de phase [75,76]. Cette technique consiste à moduler périodiquement la valeur du coefficient non linéaire du matériau avec une période Λ .

Illustrons ceci dans le cadre de la génération de SH. En tenant compte de la variation spatiale de la susceptibilité non linéaire, l'équation d'évolution de l'enveloppe du second harmonique (2.38) devient:

$$\frac{dA_{2\omega}(z)}{dz} = \frac{j\omega}{2cn_{2\omega}} \chi^{(2)}(z) A_{\omega}^2(z) e^{-j\Delta kz} \tag{2.44}$$

La susceptibilité non linéaire étant une fonction Λ -périodique, on peut la décomposer en série de Fourier:

$$\chi^{(2)}(z) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} d_n e^{jk_n z} \tag{2.45}$$

ou $k_n = n \frac{2\pi}{\Lambda}$

On obtient alors:

$$\frac{dA_{2\omega}(z)}{dz} = \frac{j\omega}{2cn_{2\omega}} A_{\omega}^2(z) \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} d_n e^{j(k_n - \Delta k)z} \tag{2.46}$$

La condition d'accord de phase est relaxée. On voit aisément que pour $K_p = \Delta k$, après intégration de l'équation (2.46), le terme en d_p devient prépondérant, les autres termes du développement en série oscillant de façon très rapide. On obtient donc pour la valeur du champ après une propagation sur une distance L:

$$A_{2\omega}(L) = \frac{j\omega}{2cn_{2\omega}} d_p A_{\omega}^2(0)L \tag{2.47}$$

La condition d'accord de phase est vérifiée pour la composante d_p . Notons que le quasi accord de phase permet également d'obtenir une intensité de SH qui croît quadratiquement. L'efficacité est cependant diminuée par le facteur d_p , égal à $2/\pi$ dans le cas optimal.

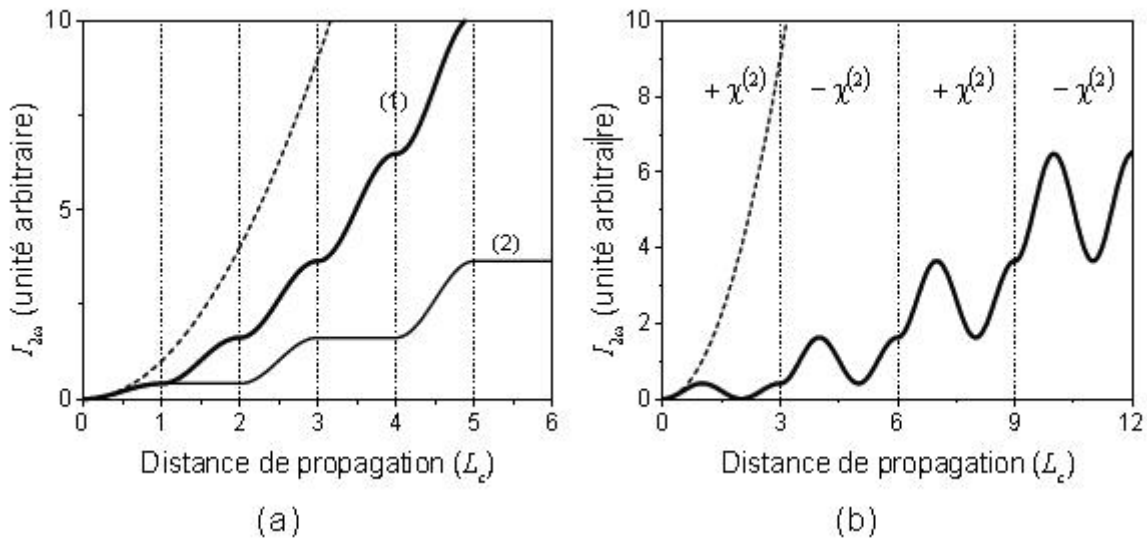


Fig 2.5. Evolution de l'efficacité de conversion de SH en fonction de la longueur de propagation **a)** dans le cas du quasi accord de phase du premier ordre ($\Lambda = 2L_c$). La courbe (1) correspond au cas où la susceptibilité non linéaire est inversée périodiquement. La courbe (2) correspond au cas où la susceptibilité non linéaire est annulée sur une longueur de cohérence. **b)** dans le cas que quasi accord de phase du

troisième ordre ($\Delta = 6L_c$). Sur les deux Figures, la courbe en pointillés représente l'évolution de l'efficacité dans le cas d'un matériau accordé en phase (loi quadratique).

La figure 2.5.a décrit l'évolution de l'efficacité de conversion de second harmonique en fonction de la distance de propagation normalisée par rapport à la longueur de cohérence dans le cas du quasi accord de phase du premier ordre ($\Delta = 2L_c$). La courbe (2) correspond au cas où la susceptibilité non linéaire est annulée sur une longueur de cohérence, la courbe (1) correspond quant à elle au cas où la susceptibilité non linéaire est inversée périodiquement (cas optimal). Sur la figure 2.5.b, est représenté un exemple de quasi accord de phase du troisième ordre ($\Delta = 6L_c$). Sur les deux figures, on a rappelé en pointillés l'évolution de l'intensité de second harmonique dans le cas d'un matériau accordé en phase. Nous allons examiner dans le paragraphe suivant les propriétés de la susceptibilité non linéaire du second ordre du GaAs et des composés $Al_xGa_{1-x}As$. Ces matériaux sont connus pour posséder des grandes valeurs de susceptibilité non linéaire et semblent prometteurs pour obtenir des interactions non linéaires efficaces. Le but, ici, est de dégager les caractéristiques cruciales dont il faudra tenir compte pour réaliser du doublage de fréquence efficace.

2.3.4. Cas particulier du GaAs: propriétés de la susceptibilité non linéaire du second ordre

Le GaAs et les composés ternaires $Al_xGa_{1-x}As$ sont des cristaux cubiques de classe cristallographique $43m$. Par conséquent, ce sont des cristaux non-biréfringents qui possèdent un seul coefficient non linéaire indépendant: d . Leur tenseur de susceptibilité non-linéaire du second ordre est défini par une matrice 3x6 [23]:

$$\begin{pmatrix} P_x^{NL} \\ P_y^{NL} \\ P_z^{NL} \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_x E_y \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

où les axes x, y et z représentent chacun un axe cristallographique comme indiqué sur la Figure 2.6.

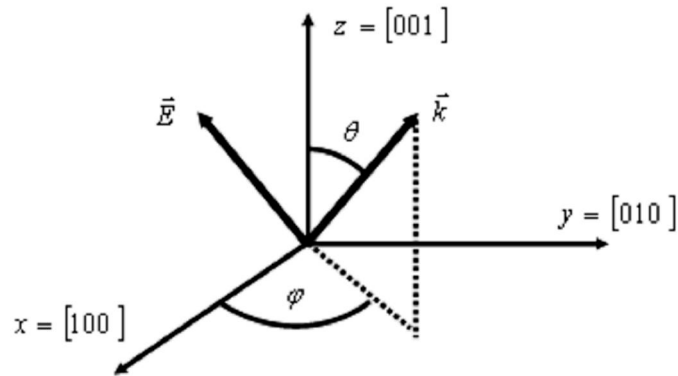


Fig 2.6. Définition des axes cristallographiques du GaAs

Pour le GaAs, la valeur de d a été mesurée à **119 pm/V**[24]. Pour les composés $Al_x Ga_{1-x} As$, la valeur d est représentée sur la Figure 2.7 en fonction de la concentration d'aluminium (x) [25].

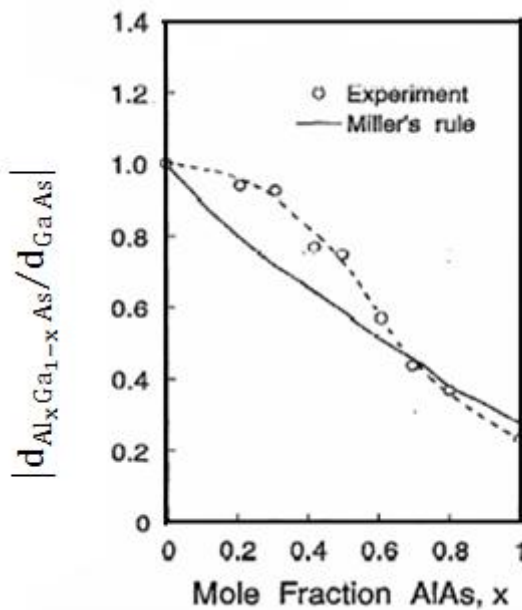


Fig 2.7. Evolution du coefficient non linéaire des composés de type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de x .

On peut voir que, pour $x < 0.4$, le coefficient non linéaire est quasiment égal à celui du GaAs. Notons dès à présent, que, durant ce travail de mémoire, le matériau utilisé pour réaliser le doublage de fréquence d'une onde F à $1.55\mu\text{m}$ est l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Ce matériau permet d'éviter l'absorption des champs aux longueurs d'ondes F et SH en ayant une énergie de bande interdite de 1.79eV ($0.686\mu\text{m}$) [26]. L'absorption résiduelle associée à la queue d'Urbach est donc négligeable à $0.775\mu\text{m}$.

Intéressons nous de plus près au tenseur non linéaire et aux contraintes que sa forme impose sur la direction de propagation du champ électromagnétique si on veut réaliser du doublage de fréquence. Sur la Figure 2.6, nous avons représenté le vecteur d'onde et le champ électrique d'une onde plane se propageant dans le matériau. Les coordonnées du champ électrique et du vecteur d'onde s'écrivent:

$$\vec{E} = E_0 \begin{pmatrix} -\cos\theta\cos\varphi \\ -\cos\theta\sin\varphi \\ \sin\theta \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

$$\vec{K} = K \begin{pmatrix} \sin\theta\cos\varphi \\ \sin\theta\sin\varphi \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

Dans le cas d'une onde plane, les vecteurs \vec{E} et \vec{H} sont perpendiculaires au vecteur d'onde. Donc seule la composante de la polarisation non linéaire perpendiculaire au vecteur d'onde est susceptible de générer du SH. Cette projection, \vec{P}_{NL}^\perp , s'écrit:

$$\vec{P}_{NL}^{\perp} = \epsilon_0 d_{14} E_0^2 \begin{pmatrix} \sin 2\theta \sin \varphi (\sin \theta \cos \varphi - 1) \\ \sin 2\theta \cos \varphi (\sin \theta \sin \varphi - 1) \\ \cos^2 \theta \sin 2\varphi (1 - \cos \theta) \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

On remarque immédiatement qu'en incidence normale ($\theta = 0$, c'est à dire selon [001]) la polarisation non-linéaire transverse (\vec{P}_{NL}^{\perp}) s'annule. La croissance des semi-conducteurs III-V est aujourd'hui parfaitement maîtrisée selon l'axe [001] (c'est le cas au laboratoire). L'utilisation de ces matériaux en incidence normale est donc à exclure. Cependant, lorsque la croissance se fait dans les directions [111] ou [311], la polarisation non linéaire du second ordre est non nulle quand la lumière est incidente normalement sur le matériau. Le problème est que ces méthodes de croissance ne permettent pas pour l'instant la réalisation de structures multicouches sophistiquées adaptées aux applications désirées.

Afin d'évaluer l'importance de la non linéarité en fonction des angles θ et φ , on définit un coefficient non linéaire effectif d_{eff} de la manière suivante:

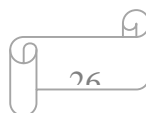
$$|\vec{P}_{NL}^{\perp}| = \epsilon_0 d_{\text{eff}} |E_0^2| \quad (2.52)$$

On trouve alors:

$$d_{\text{eff}} = d \sqrt{\sin^2 2\theta + \cos^4 \theta \sin^2 2\varphi} \quad (2.53)$$

En analysant (2.53), on voit que le couplage non linéaire est maximal lorsque $\varphi = \pi/4$ et

$$\theta = \arccos\left(\sqrt{3/2}\right).$$



On obtient alors:

$$d_{\text{eff}}^{\text{max}} = d \frac{2}{\sqrt{3}} \tag{2.54}$$

On a représenté sur la Figure 1.9 la variation de d_{eff} en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TE (le champ est compris dans le plan (x,y)) et TM pour deux valeurs de l'angle ϕ (en polarisation TE et pour $\phi = 0$, le coefficient non-linéaire effectif est nul pour n'importe quel angle d'incidence).

L'angle θ représente l'angle interne d'incidence. L'indice des semi-conducteurs III-V vaut approximativement 2.3.2 autour de $1.55\mu\text{m}$ ce qui donne pour une forte incidence comme 45° à l'extérieur un angle interne de 12.5° au maximum. En se reportant à la Figure 2.8, on trouve pour cette incidence un coefficient non-linéaire effectif qui vaut environ 50% de sa valeur maximale (soit approximativement 50 pm/V).

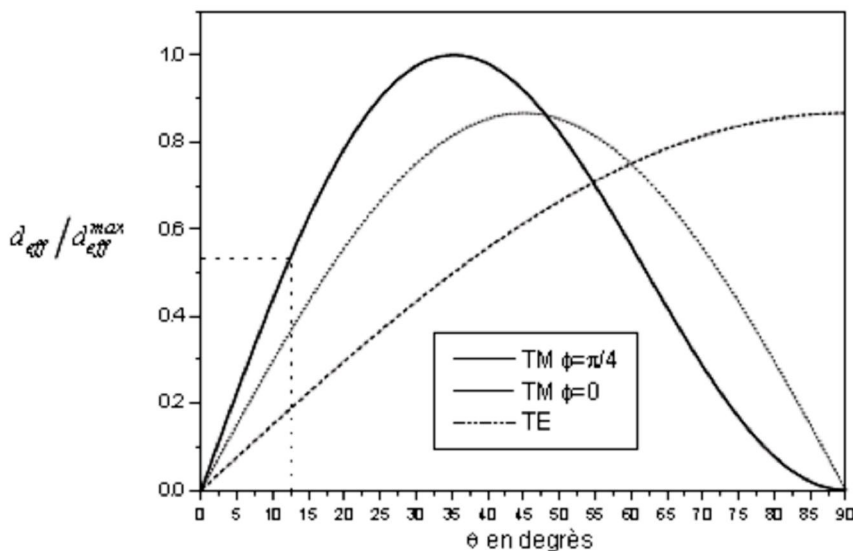


Fig 2.8. Coefficient non linéaire effectif en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TE et TM.

Ceci peut être amélioré en propageant le champ électrique par la tranche (toujours lorsque la croissance s'effectue selon [001]). En effet dans ce cas, il est possible de choisir une direction de propagation selon [110] par exemple tout en gardant une incidence normale sur l'échantillon. La variation du d_{eff} en fonction de la polarisation de l'onde fondamentale est donnée sur la Figure 2.9.

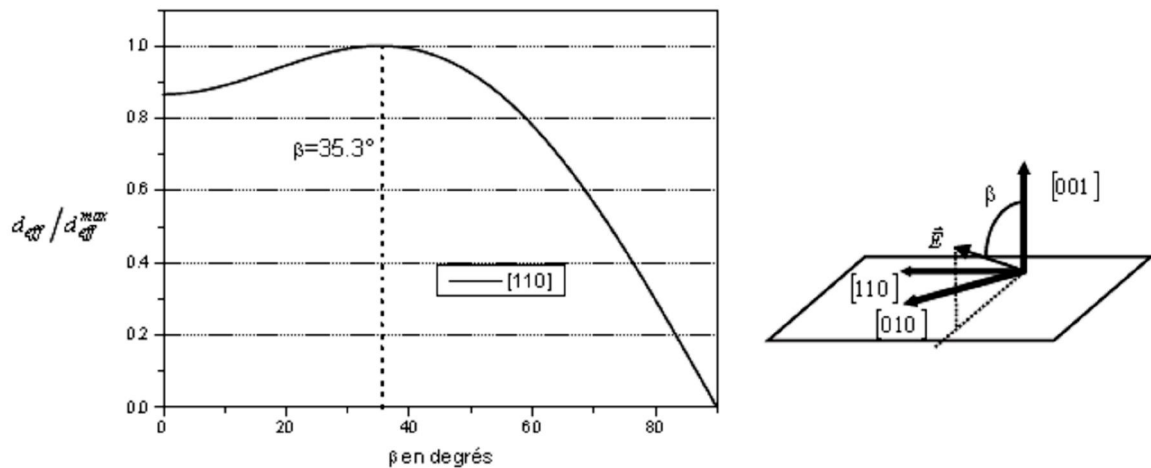


Fig 2.9. Coefficient non-linéaire effectif en fonction de l'état de polarisation

Malgré le fort indice du matériau, on peut atteindre le maximum du coefficient non-linéaire en

choisissant convenablement la polarisation de l'onde incidente: $\beta = \arccos(\sqrt{3}/2)$.

Remarque sur la dispersion chromatique dans le cadre de la génération de SH:

La dispersion chromatique dans les composés du type $Al_xGa_{1-x}As$ est très importante aux longueurs d'onde mises en jeu dans la génération de SH que nous désirons réaliser. Typiquement, pour l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, la différence d'indice Δn entre les longueurs d'onde F et SH lorsque la longueur d'onde du F est fixée à $1.55\mu m$ est de l'ordre de 0.24 ($n_{\omega} = 3.231$ et $n_{2\omega} = 3.467$). Pour illustrer les conséquences de cette forte dispersion sur la génération de SH, calculons la longueur de cohérence (voir équation (2.43)). On trouve:

$$L_c = 1.6\mu m \tag{2.55}$$

Ceci signifie que si on ne cherche pas à réaliser la condition d'accord de phase dans ces matériaux de manière artificielle, l'efficacité de génération de SH est très limitée. Par exemple, si on fixe l'intensité du F (à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$) à $1\text{GW}/\text{cm}^2$, le maximum de rendement de conversion vaut alors:

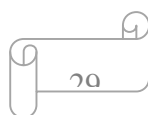
$$\eta = 9.3 \times 10^{-5} \quad (2.56)$$

2.4.4 Absorption et indice non linéaires des semi-conducteurs III-V

Les semi-conducteurs contiennent des porteurs libres et des porteurs liés. Cette caractéristique les rend différents des matériaux où les électrons sont strictement localisés autour d'un noyau. Outre les effets non linéaires provenant des porteurs liés que l'on retrouve aussi dans les autres matériaux, les semi-conducteurs présentent des non linéarités optiques dues aux porteurs libres. Ces non linéarités sont particulièrement intéressantes en terme d'applications potentielles dans des dispositifs en raison du haut niveau de contrôle que l'on a sur elles au travers de la densité de porteurs libres.

Dans ce paragraphe. Nous rappelons simplement rappeler les mécanismes physiques mis en jeu et donner des exemples de mesures de l'absorption et de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité d'une excitation optique.

Lorsqu'une onde lumineuse est incidente sur un semi-conducteur, si les photons ont une énergie supérieure au gap E_g , des électrons sont arrachés à la bande de valence pour passer dans la bande de conduction. Lorsque le matériau n'est pas dopé, ces électrons laissent dans la bande de valence un nombre égal de trous. Les porteurs ainsi créés relaxent tout d'abord vers le bas de la bande de conduction en émettant des phonons (vibrations de la maille cristalline) avec un temps inférieur à 1ps , puis vers la bande de valence en émettant un photon avec des temps de l'ordre de 1ns . Dans le régime où ces porteurs existent, l'absorption et l'indice de réfraction du semi-conducteur se trouvent modifiés. Ces processus non linéaires résultent donc d'un échange réel d'énergie entre le champ



électromagnétique et le milieu. On parle dans ce cas de non linéarités dynamiques [27, 28] ou de non linéarités résonantes.

Le calcul de l'absorption et de l'indice de réfraction en fonction du niveau des porteurs est un calcul sophistiqué que nous ne détaillerons pas entièrement ici. Pour un semi-conducteur à gap direct décrit par deux bandes paraboliques, la susceptibilité est calculée à l'aide des outils descriptifs comme la densité d'états joints $\rho_j(\mathbf{E})$, c'est à dire la densité de systèmes à deux niveaux couplés optiquement par un photon d'énergie \mathbf{E} . On peut exprimer ainsi la susceptibilité $\chi(\omega) = \chi_r(\omega) + i\chi_i(\omega)$ par:

$$\chi_r(\omega) = A \int_0^\infty d\omega' \rho_j(\hbar\omega') [1 - f_e(\omega') - f_h(\omega')] \frac{(\omega - \omega')T_2^2}{(\omega - \omega')^2 T_2^2 + 1} \tag{2.57}$$

$$\chi_i(\omega) = A \int_0^\infty d\omega' \rho_j(\hbar\omega') [1 - f_e(\omega') - f_h(\omega')] \frac{T_2}{(\omega - \omega')^2 T_2^2 + 1} \tag{2.58}$$

Dans ce modèle, le système est considéré comme une somme continue de systèmes à deux niveaux, de largeur homogène $(T_2)^{-1}$, pondérée par le facteur de population

$$dn(\omega') = \rho_j(\hbar\omega') [1 - f_e(\omega') - f_h(\omega')] d\omega' \tag{2.59}$$

A est une constante de proportionnalité caractéristique du matériau, $f_e(\omega)$ et $f_h(\omega)$ sont les fonctions d'occupation des électrons de conduction et des trous de valence. Ces fonctions introduisent les mécanismes de non linéarités par l'intermédiaire des populations de porteurs dépendant du champ. χ_r , la partie réelle de la susceptibilité, décrit l'indice de réfraction qui peut être traduit par un terme de susceptibilité non linéaire d'ordre 3, $\chi_{eff}^{(3)}$. La polarisation induite peut alors s'exprimer comme une dépendance cubique du champ électrique et l'indice de réfraction total comme un indice dépendant linéairement de l'intensité d'une manière analogue au cas de l'effet Kerr. La partie imaginaire de la susceptibilité, χ_i , décrit quant à elle l'absorption.

Dans les situations de quasi équilibre, $f_e(\omega)$ et $f_h(\omega)$ peuvent être décrites par la distribution de Fermi-Dirac f :

$$f(\omega) = \left\{ \frac{\exp[\hbar\omega - E_F]}{k_B T_F} + 1 \right\}^{-1} \quad (2.60)$$

E_F est le niveau de Fermi, k_B est la constante de Boltzmann, T_F la température du réseau. Dans le cas où l'on crée des porteurs, E_F et T_F ont des valeurs particulières pour la bande de conduction et la bande de valence. Dans la plupart des cas, $\frac{\hbar}{T_e} \ll k_B T_{F_{o,v}}$, et l'absorption peut se mettre sous la forme:

$$\alpha(\omega, t) = \alpha_0(\omega) [1 - f_e(\omega, t) - f_h(\omega, t)] \quad (2.61)$$

Où $\alpha_0(\omega)$ est le coefficient d'absorption du matériau non excité. Notons que le rapport $\frac{\alpha}{\alpha_0}$ donne directement accès aux facteurs de population f_e et f_h .

Les lecteurs intéressés par plus de détails pourront se référer à l'ouvrage [29].

A titre d'exemple, nous avons représenté sur la Figure 2.10, l'absorption et l'indice de réfraction non linéaire Δn mesurées dans du *GaAs* pour plusieurs intensités de pompage [30] où Δn vaut:

$$\Delta n = n[I] - n[I = 0]$$

(2.62)

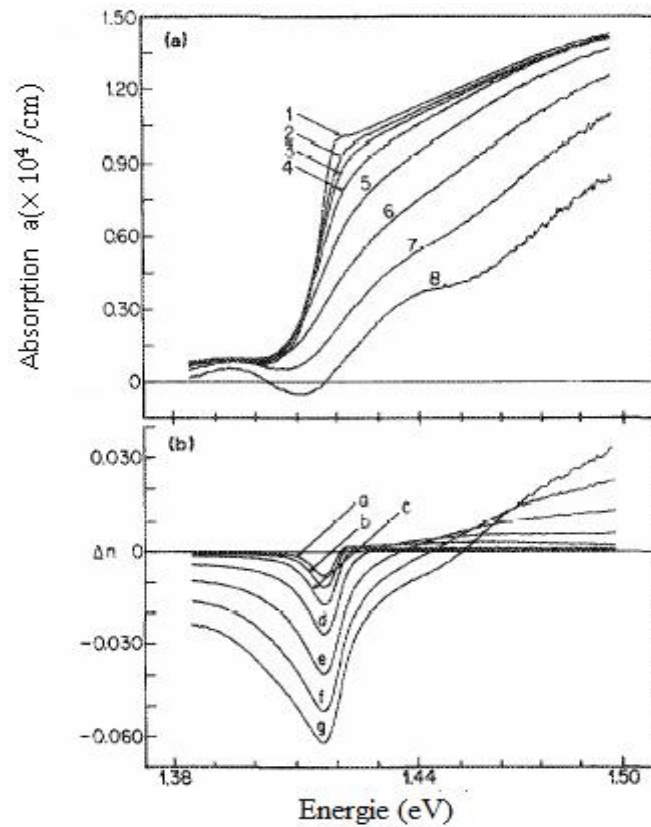


Fig 2.10. Mesure à température ambiante de l'absorption et de l'indice non linéaire pour le GaAs (tiré de [30]).

L'indice de réfraction est déduit de la mesure de l'absorption par transformation de Kramers-Krönig. Les spectres 1-8 sont obtenus pour des intensités d'excitation optique croissantes. Les courbes a-g de l'indice de réfraction correspondent à ces intensités.

On peut observer sur cette figure que, lorsque l'intensité de pompage est augmentée, l'absorption

diminue quelque soit la longueur d'onde. C'est l'effet de saturation de l'absorption décrit dans l'équation (2.61) quand $f_e + f_h \leq 1$. Dans une certaine gamme de longueurs d'onde, l'absorption devient négative et on parle alors de gain. Il s'agit de cas où $f_e + f_h \geq 1$ dans (2.61). Lorsqu'on s'intéresse à la variation d'indice de réfraction avec l'intensité de pompage, on peut remarquer que cette variation est positive ou négative selon la longueur d'onde choisie. De plus, la valeur absolue du changement d'indice dépend aussi fortement de la longueur d'onde.

Les matériaux massifs sont moins utilisés compte tenu du fait que leurs propriétés dispersives sont fixes. Afin d'obtenir des propriétés d'absorption adaptées à une application donnée dans une gamme spectrale précise, on structure le matériau pour créer des puits de potentiel pour les électrons. Lorsque la taille de ces puits est de l'ordre de la longueur d'onde de De Broglie des électrons, on parle alors de puits quantiques car l'énergie des électrons s'y trouve quantifiée. La variation de l'absorption dans des puits quantiques multiples (puits faiblement couplés) unidimensionnels a été largement étudiée dans la fin des années 80. La Figure 2.11 représente cette variation en fonction de l'énergie $h\nu$ pour plusieurs valeurs de l'intensité de pompage. La variation de l'indice non linéaire est aussi tracée dans ce cas.

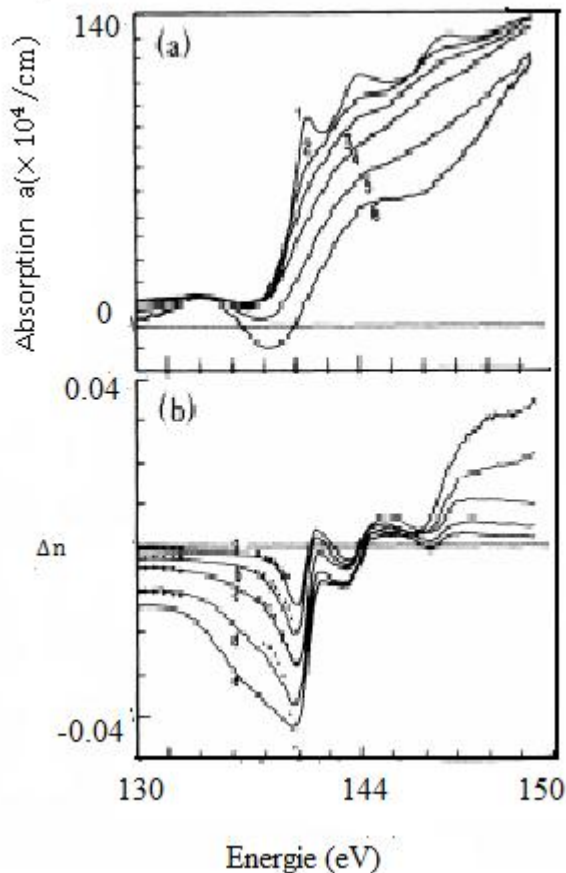


Fig 2.11. Mesure à température ambiante de l'absorption et de l'indice non linéaire pour des multiples puits quantiques dans le GaAs (tiré de [30]). L'indice de réfraction est déduit de la mesure de l'absorption par transformation de Kramers-Krönig. Les spectres 1-8 sont obtenus pour des intensités d'excitation optique croissantes. Les courbes a-g de l'indice de réfraction correspondent à ces intensités.

Comme dans le cas des matériaux massifs, l'absorption diminue pour toutes les énergies lorsque l'intensité du pompage est augmentée et pour certaines énergies cette absorption devient négative. La variation de l'indice de réfraction est soit positive soit négative selon l'énergie.

Remarquons que, dans la suite, nous associerons les propriétés non linéaires de la susceptibilité des puits quantiques dans la zone d'énergies correspondant à la queue d'Urbach de l'absorption (énergies inférieures à **1.42eV** ici) aux propriétés des cristaux photoniques. Nous utiliserons la dépendance de l'indice de réfraction pour déplacer spectralement les modes du cristal photonique et, la possibilité d'obtenir du gain pour réaliser des sources lasers et des amplificateurs.

2.5 Conclusion

Dans cette chapitre, nous avons rappelé le formalisme de l'optique non linéaire en nous intéressant plus particulièrement aux processus du second ordre, comme la génération de seconde harmonique. Nous avons vu que la première condition pour obtenir des effets non linéaires efficaces est d'utiliser des matériaux possédant des fortes susceptibilités non linéaires. Les semi conducteurs III-V remplissent cette condition.

Dans le cas particulier de la génération de seconde harmonique, l'efficacité de conversion dépend linéairement de l'intensité de l'onde fondamentale. Cette dépendance montre que faire résonner l'onde fondamentale dans le matériau non linéaire permettait d'augmenter le rendement de conversion. De plus, cette efficacité dépend de la dispersion chromatique du matériau entre les fréquences du fondamental et du second harmonique. Nous avons vu que, pour obtenir des interactions importantes, il

faut absolument réaliser la condition d'accord de phase ($n(\omega) = n(2\omega)$). De cette manière, l'intensité du second harmonique généré varie comme le carré de la longueur d'interaction.

Chapitre 3

Outil de simulation FDTD 2D non linéaire et résultats.

3.1. Introduction

Les semi-conducteurs III-V, comme le GaAs, suscitent beaucoup d'intérêt de la part des chercheurs travaillant sur les effets non linéaires du second ordre car leurs susceptibilités non linéaires du second ordre peuvent atteindre des valeurs environ dix fois supérieures à celles des matériaux utilisés usuellement comme le niobate de lithium. Cependant, l'importante dispersion de ces matériaux est un facteur qui limite leur utilisation dans ce domaine: ces matériaux n'étant pas biréfringents, des solutions particulières doivent être trouvées pour remplir la condition d'accord de phase, afin d'obtenir des interactions non linéaires importantes.

Comme nous l'avons vu précédemment, une solution consiste à utiliser la structuration périodique de la matière à l'échelle de la longueur d'onde. Le travail de Y. Dumeige [31] sur la génération de seconde harmonique dans les milieux stratifiés unidimensionnels. L'originalité ici est l'approche optique guidée. Nous avons cherché à exploiter les propriétés dispersives des CPs 1D et 2D pour réaliser la condition d'accord de phase et pour ralentir la lumière afin de réaliser des doubleurs de fréquences ultra-courts opérant à 1.55 μm (seconde harmonique à 775nm).

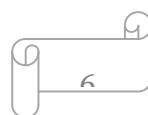
Dans cette partie, nous commençons par exposer la méthode de calculs numériques, nommée FDTD non linéaire.

Les études numériques et analytiques menées sur la génération de seconde harmonique dans les guides d'onde à CPs 1D et dans les CPs 2D sont ensuite décrites. Ces études permettent d'aboutir à des structures 1D et 2D types pouvant générer efficacement le second harmonique.

3.2.Méthode des différences finies temporelles (FDTD)

La méthode FDTD (Finite Difference Time Domaine) a été initialement proposée par Kane S. Yee en 1966 [32] pour résoudre les problèmes impliquant les équations de Maxwell dans les milieux isotropes avec les conditions aux limites. Il a développé les premiers algorithmes de calcul concernant l'approche temporelle. Elle a été ensuite appliquée aux cristaux photoniques. La méthode FDTD permet une résolution numérique des équations de Maxwell par une fine discrétisation spatio-temporelle. L'espace est divisé en cellules élémentaires (mailles élémentaires). Elle possède de nombreux avantages [32,33] :

- Le calcul de toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir de nombreuses informations, grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. Elle est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système [36,37].
- La possibilité de donner des résultats précis même sur les structures à fort contraste d'indice comme les cristaux photoniques.
- La résolution des équations dans le domaine temporel, permet d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau périodique. Cela a permis d'étudier l'évolution de la transmission et de la réflexion à l'intérieur du cristal photonique à étudier.



- L'étude de réseaux de taille finie grâce aux conditions aux limites absorbantes ou bien de réseau de taille infini en utilisant les conditions de mur magnétique ou de mur électrique [36].
- La possibilité d'intégrer dans l'algorithme de résolution de nombreuses sources (ondes planes, modes guidés, ...).

3.2.1. Principe de la méthode

La FDTD a pour but la résolution numérique des équations de Maxwell en utilisant les différences finies dans les domaines spatial et temporel. Dans le cas d'un matériau isotrope, non dispersif, transparent, sans courant ni charges électriques, deux des quatre équations s'écrivent :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad (3.2)$$

Les projections des relations (3.1 et 3.2) s'écrivent, dans un repère cartésien (x,y,z).

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (3.3)$$

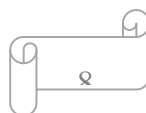
$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (3.4)$$

La réduction de ce système dans un plan (x, y) permet de le découpler en deux sous systèmes indépendants :

- 1) En mode **TM** (transverse magnétique), le système fait intervenir les composantes (E_x, E_y, H_z) :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(- \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (3.5)$$

- 2) En mode **TE** (transverse électrique), le système fait intervenir les composantes (H_x, H_y, E_z) :

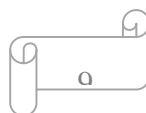


$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \end{cases}$$

(3.6)

Le développement limité de Taylor au deuxième ordre nous permet d'obtenir les dérivées temporelles et spatiales des fonctions (E_x, E_y, H_z) et (H_x, H_y, E_z) . Rappelons brièvement cette discrétisation en utilisant une fonction f à une seule variable u .

Supposons que f est continue et connue aux points $u_1 = u_0 - \alpha$ et $u_2 = u_0 + \alpha$ (figure 3-1). Il est possible d'évaluer numériquement la dérivée de f en u_0 en utilisant un développement limité de Taylor aux points u_1 et u_2 .



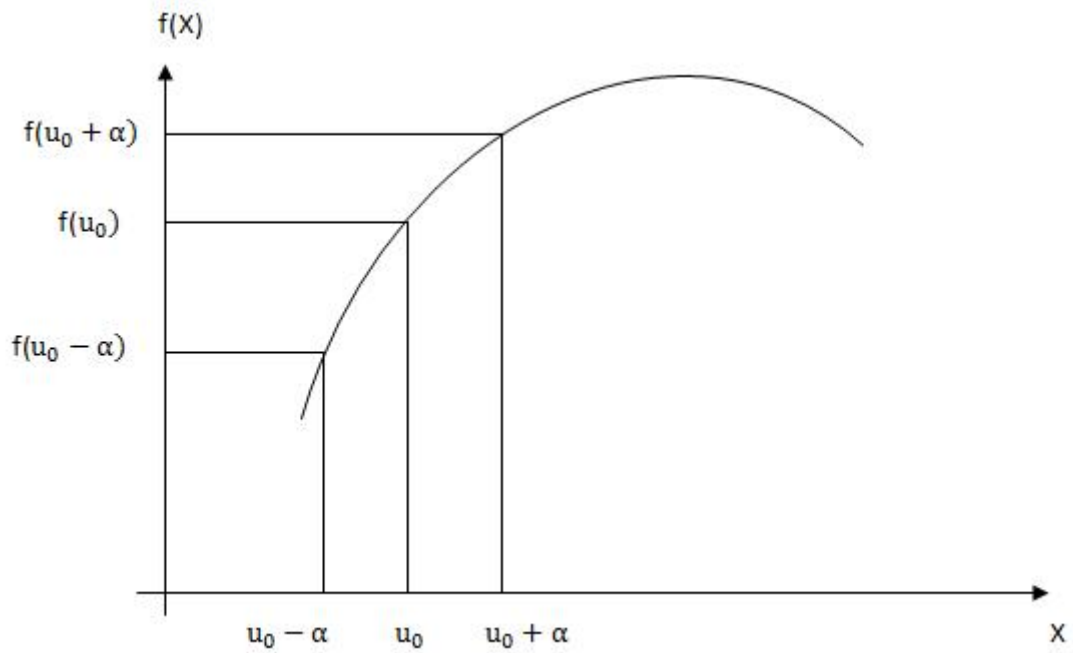


Fig 3.1 Calcul de la dérivée de $f(x)$ en u_0

Ce qui donne :

$$f(u_0 - \alpha) = f(u_0) - \alpha \frac{\partial f}{\partial u}(u_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial u^2}(u_0) - \dots + \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial u^i}(u_0) \tag{3.7}$$

Et

$$f(u_0 + \alpha) = f(u_0) + \alpha \frac{\partial f}{\partial u}(u_0) - \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial u^2}(u_0) - \dots + \frac{\alpha^l}{l!} \frac{\partial^l f}{\partial u^l}(u_0) \quad (3.8)$$

La dérivée de f au point u_0 est approchée de manière centrée en calculant la différence entre les équations (3.7) et (3.8) à l'ordre 2, comme suit :

$$\frac{\partial f}{\partial u}(u_0) = \frac{f(u_0 + \alpha) - f(u_0 - \alpha)}{2\alpha} + \theta(\alpha^2) \quad (3.9)$$

Cette solution génère une erreur d'ordre 2 ($\theta(\alpha^2)$), beaucoup plus intéressante qu'une erreur d'ordre 1.

3.2.2. Discrétisation des équations de Maxwell et algorithme de Yee

L'algorithme de Yee utilise un maillage spatial où chaque composante du champ \vec{E} est entourée par 4 composantes du champ \vec{H} , et inversement. L'espace est divisé en cellules élémentaires parallélépipédiques, à l'intérieur desquelles sont calculées les 6 composantes orthogonales des champs électromagnétiques.

La forme des équations de Maxwell permet de calculer le champ électrique au milieu des arêtes des mailles. Les composantes du champ magnétique sont déterminées au centre des faces figure (3.2).

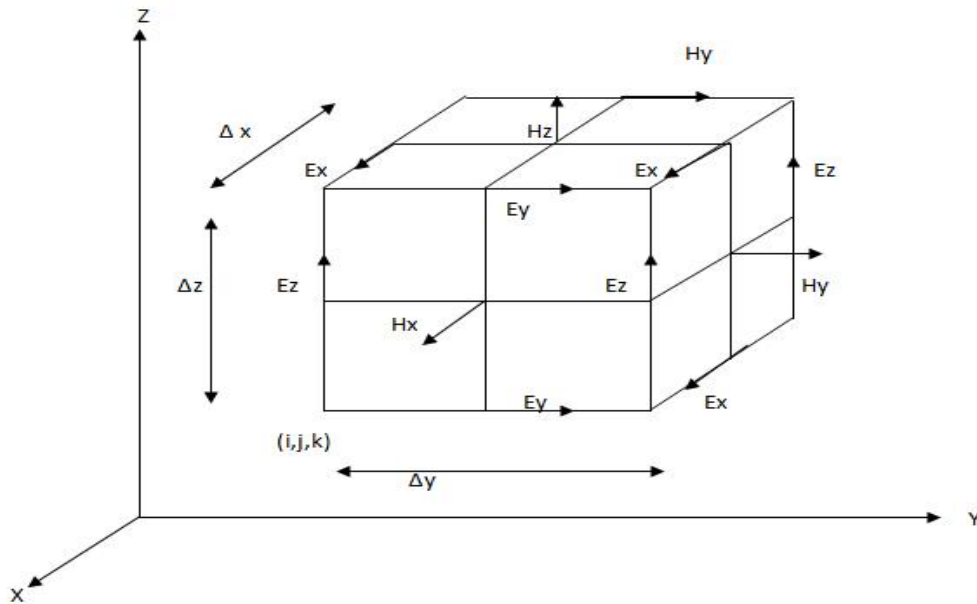


Fig 3.2 Cellule cubique de yee

L'espace 3D est discrétisé par un maillage de pas $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta$, où Δ représente le pas de discrétisation dans l'espace, et Δt celui du temps.

Les champs électriques et magnétiques seront évalués respectivement aux instants $n \cdot \Delta t$ et $(n + 1/2) \cdot \Delta t$ avec n un entier naturel. Les discrétisations spatiales des composantes du champ électrique et magnétique seront décalées de $\Delta / 2$ (figure 3.2).

Les équations finales discrétisées sur cet espace et dans le temps permettent de calculer la valeur d'une composante de champs en un point de la grille à un instant $t + \Delta t$ en fonction de:

- cette même composante au temps précédent t .
- des valeurs de champs voisines (4 composantes \mathbf{E} si on calcule une composante \mathbf{H} mais seulement 2 composantes \mathbf{H} si on calcule une composante \mathbf{E}), calculées au temps $t - \Delta t / 2$ (figure 3.3)

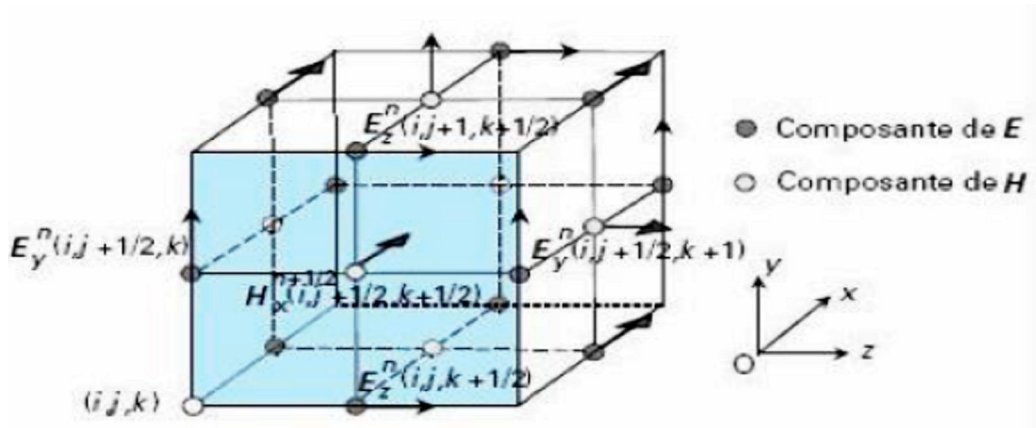


Fig 3.3 Position des composantes de champs **E** et **H** dans l'espace discrétisé selon la méthode de yee.

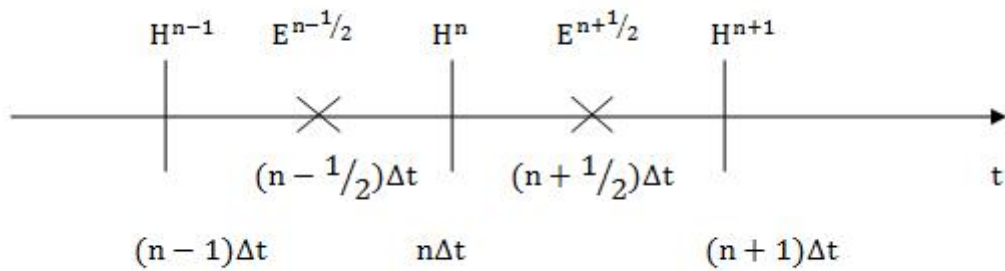


Fig 3.4 Décomposition numérique du calcul.

Les différentes composantes des champs à l'instant t sont évaluées en fonction de ces mêmes composantes à l'instant $t - \Delta t$ et des composantes de champ voisines $(t - \Delta t/2)$, (figure 3.3).

L'évolution du champ électromagnétique en fonction du temps est donc déterminée en chaque point du réseau par un processus itératif. En partant de :

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (3.10)$$

A l'aide des équations suivantes :

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \left(\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - H_z^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right)}{\Delta t} \right) \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = \left(\frac{E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j + 1 \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right)}{\Delta y} \right) \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = \left(\frac{E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) - E_x^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2} \right)}{\Delta x} \right) \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) = & \\ H_z^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{\Delta t}{\mu \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \Delta} [& E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j + 1 \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right) + \\ E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) - E_y^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2} \right)] & \end{aligned} \quad (3.14)$$

Le calcul des deux composantes de E_y se fera de la manière que précédemment, ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} E_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) = E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \Delta} [& H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \\ - H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2} \right)] & \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$E_y^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon \left(i, j + \frac{1}{2} \right) \Delta} [& H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j \right) - H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right)] \quad (3.16)$$

La figure (3.5) donne l'organigramme de la procédure de calcul utilisé.

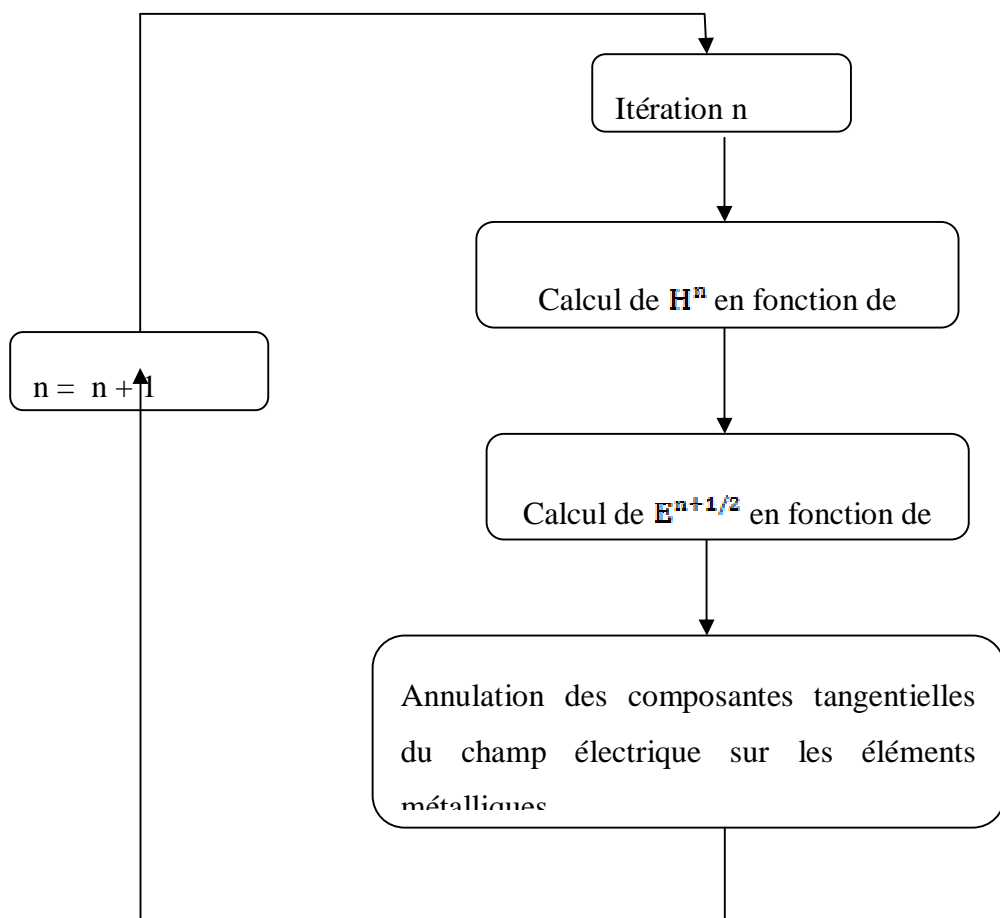


Fig 3.5 Organigramme de l'algorithme de calcul des champs par FDTD.

3.2.3. Condition de stabilité

Le premier problème à régler pour éviter l'instabilité numérique est le fait qu'en une itération temporelle, un point quelconque d'une onde ne doit pas pouvoir traverser plus d'une cellule FDTD. En effet, l'algorithme ne peut propager l'onde que d'un nœud vers un nœud adjacent.

Le pas d'échantillonnage temporel devra donc être choisi suffisamment petit pour éviter cette erreur. Le critère suivant a été démontré (critère de stabilité de Courant-Friedrichs- Lewy) [37] :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (3.17)$$

Où :

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$: Les pas de discrétisation dans l'espace.

c : La vitesse de propagation d'une onde plane dans le milieu.

Δt : Le pas d'échantillonnage temporel.

Cette condition de stabilité implique, si les pas de discrétisation dans les trois directions spatiales sont égaux, à l'inégalité suivante :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{c\sqrt{3}} \quad (3.18)$$

3.2.4. Conditions aux limites

La mémoire d'un ordinateur étant naturellement limitée, le calcul du champ électromagnétique sera réalisé dans un espace fini. Dans le cas d'un système ouvert cela pose un problème pour le calcul de ce champ sur la frontière de la zone d'étude.

Une première solution est de fixer les composantes du champ à une valeur nulle du domaine et de ne pas appliquer l'algorithme de base. Des réflexions non physiques apparaissent alors sur ces bords et perturbent fortement le comportement de la structure. On utilise donc un algorithme pour ces composantes de bord qui simule aux frontières du domaine de calcul l'infinité de l'espace. L'utilisation de conditions aux limites performantes est finalement la difficulté majeure de la mise en œuvre de cette technique de calcul qui fait toujours l'objet de nouvelles publications.

Deux familles de solutions existent :

- **Condition de Mur**

La technique utilisée par Mur [38] repose sur un principe posé par Engquist et Madja [39] qui n'est applicable que dans le cas d'un maillage FDTD cartésien. Ce principe est basé sur la factorisation des opérateurs aux dérivées partielles dans l'équation de onde.

- **Les PML de Bérenger**

Les PML (Perfectly Matched Layer) [40] est une technique basée sur le placement d'un absorbant artificiel sur le bord de la cellule. Pour éviter toutes réflexions à la frontière, on réalise une condition d'adaptation d'impédance. Si dans le vide une onde plane à incidence normale sur un milieu de conductivité électrique σ et de conductivité magnétique équivalente σ^* alors il y aura adaptation d'impédance si dans les PML on a :

$$\frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (3.19)$$

Où ϵ_0 désigne la permittivité du vide et μ_0 la perméabilité magnétique.

Dans ces conditions l'onde n'est pas réfléchi à l'interface entre les deux milieux et s'atténue dans la partie absorbante, où le matériau absorbant est défini par une certaine épaisseur (nombre de mailles). L'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes :

- Une onde incidente normale, qui vérifie la condition (3.19) et qui n'est donc pas réfléchi à l'interface entre les milieux non absorbant et absorbant.
- Une onde à incidence rasante pour laquelle aucune absorption n'apparaît. Cette onde ne subit par conséquent aucune réflexion.

Il faut rajouter tout autour de la structure des couches de type PML pour absorber l'onde incidente arrivant avec une incidence quelconque sans réflexions (figure 3.6).

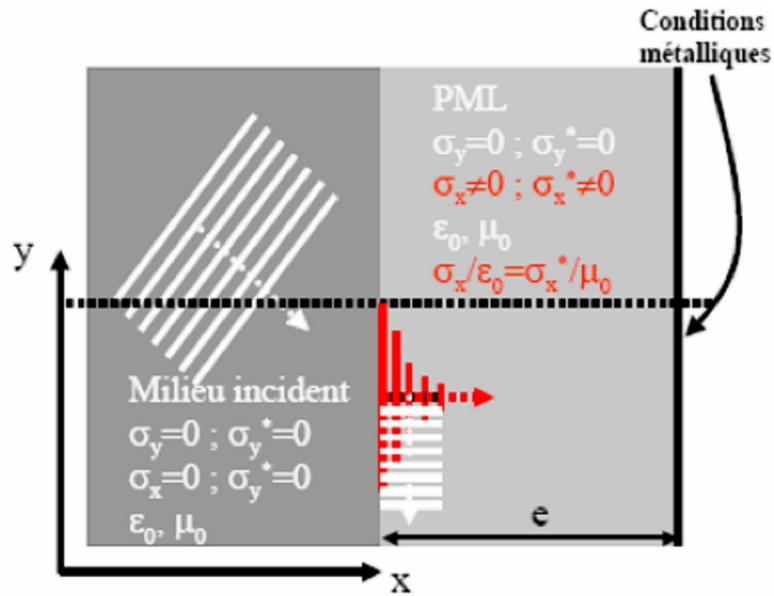


Fig 3.6 Fonctionnement d'un milieu de type PML

La figure 3.7 montre l'utilisation des PML pour un système à 2D

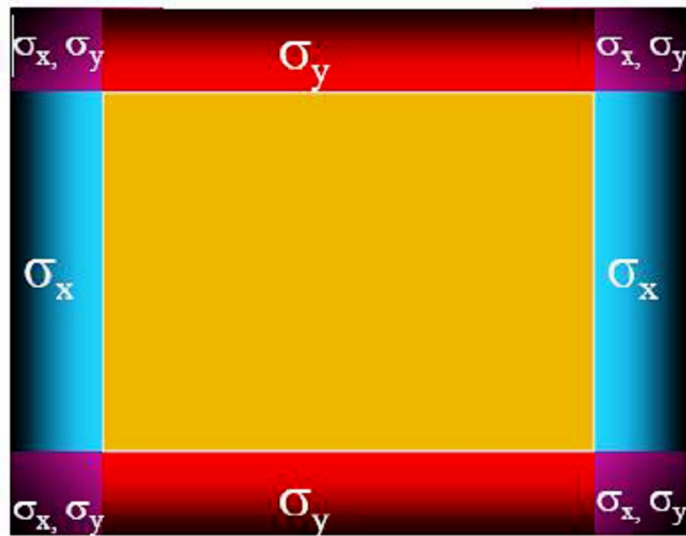


Fig 3.7 : Utilisation des couches absorbantes de type PML dans le cas d'une structure 2D.

3.3. Outil de modélisation: FDTD 2D non linéaire

Comme nous avons pu le voir dans le Chapitre 2, le calcul de la réponse linéaire des CPs n'est pas aisé.

La prise en compte du terme de polarisation non linéaire du second ordre rajoute encore des difficultés au problème et nous allons voir dans la suite que l'utilisation de méthodes numériques sophistiquées est dans certains cas une nécessité pour le calcul de la génération de seconde harmonique (GSH) dans les cristaux photoniques 1D et 2D.

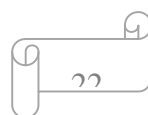
Parmi les méthodes numériques les plus usuelles utilisées pour le calcul de la GSH, on peut citer la Beam Propagation Method (BPM) [41] qui permet de résoudre le problème dans le cas des guides

ondes (accordés en phase ou non). Cependant, cette méthode ne permet pas de prendre en compte les phénomènes d'interférences dus, par exemple, à la modulation de l'indice de réfraction présent dans les CPs. Des méthodes basées sur la fonction de Green [14], ou bien sur la FDTD [42-44] ont été développées pour calculer la GSH dans les CPs. La méthode que nous avons choisie de développer est aussi une méthode basée sur la FDTD.

3.3.1. Principe

Le principe de la méthode que nous avons développée consiste à utiliser deux FDTD linéaires en parallèle, une pour l'onde fondamentale et l'autre pour l'onde SH. Le couplage entre les deux se fait via le terme de polarisation non linéaire du second ordre. Afin de simplifier le problème, les deux hypothèses suivantes sont prises en compte:

- Le terme de polarisation non linéaire quadratique est seulement pris en compte dans la propagation de l'onde SH. La déplétion de l'onde fondamentale et les interactions de type déphasage non linéaire induit par la succession de deux interactions non linéaires du second ordre ("cascading") sont alors négligées. Cette hypothèse est raisonnable tant que l'efficacité de conversion est inférieure à 10%, ce qui est vérifié dans la plupart des cas étudiés ici compte tenu des faibles longueurs d'interaction.
- La dispersion chromatique est négligée autour des longueurs d'onde fondamentale et SH. On ne considère que la différence d'indice de réfraction existant entre les longueurs d'onde F et SH. Ceci évite d'avoir à traiter la dispersion chromatique de façon récursive comme dans [42-44] et permet de gagner du temps dans l'exécution du programme. A partir de (3.1) et (3.2), on obtient pour l'onde SH:



$$\overline{\text{rot}} \vec{E}_{SH} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}_{SH}}{\partial t} \quad (3.20)$$

$$\overline{\text{rot}} \vec{H}_{SH} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_{SH}}{\partial t} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{P}^{(2)}}{\partial t} \quad (3.21)$$

\vec{P} est la polarisation non linéaire du second ordre définie par:

$$\vec{P}^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_{FF} \vec{E}_{FF} \quad (3.22)$$

Dans ce cas, la polarisation non linéaire apparaît simplement comme un terme source pour le second harmonique. Le calcul du SH est alors effectué comme indiqué sur la Figure 3.8: le champ électromagnétique F est calculé à chaque instant dans la structure avec un calcul FDTD usuel. Les résultats obtenus permettent de connaître la source non linéaire) 2 (r pour ensuite calculer à chaque instant le champ électromagnétique SH dans la structure.

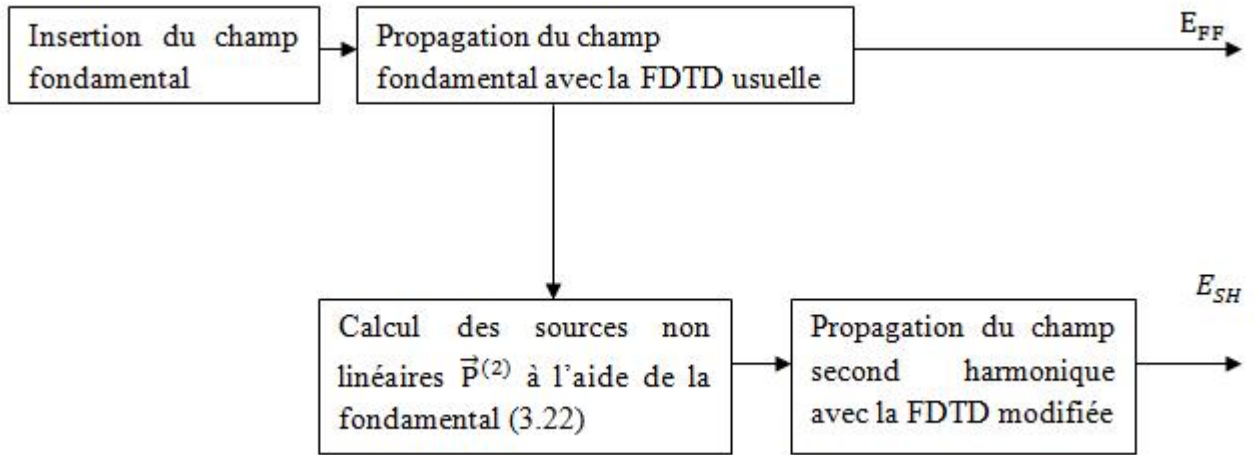


Fig 3.8. Schéma récapitulatif du calcul de la GSH.

Les équations à discrétiser pour le calcul du SH suivant que l'on considère la polarisation TE et TM sont:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon(x,y)} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) - \frac{1}{\epsilon(x,y)} \frac{\partial \vec{P}_z^{(2)}}{\partial t} \quad \text{TM} \quad (3.23)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{P}_x^{(2)}}{\partial t} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} + \frac{\partial \vec{P}_y^{(2)}}{\partial t} \right) \end{cases} \quad \text{TE}$$

(3.24)

Après discrétisation, en utilisant les mêmes notations que celles du 2.1, ces équations deviennent:

$$E_{z\ i,j}^{n+1} = E_{z\ i,j}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j}\Delta} \left(H_{z\ i+1/2,j}^{n+1/2} - H_{z\ i-1/2,j}^{n+1/2} + H_{z\ i,j-1/2}^{n+1/2} - H_{z\ i,j+1/2}^{n+1/2} \right) - \frac{1}{\epsilon_{i,j}} \left(P_{z\ i,j}^{(2),n+1/2} - P_{z\ i,j}^{(2),n} \right) \quad \text{TM}$$

(3.25

)

$$\begin{cases} E_{xi+\frac{\Delta x}{2},j}^{n+1} = E_{xi+\frac{\Delta x}{2},j}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j}} \left(H_{zi+\frac{\Delta x}{2},j+\frac{\Delta z}{2}}^n - H_{zi+\frac{\Delta x}{2},j-\frac{\Delta z}{2}}^n \right) - \frac{1}{\epsilon_{i,j}} \left(P_{xi+\frac{\Delta x}{2},j}^{(2),n+\frac{\Delta z}{2}} - P_{xi+\frac{\Delta x}{2},j}^{(2),n-\frac{\Delta z}{2}} \right) \\ E_{y^{i,j+\frac{\Delta z}{2}}}^{n+1} = E_{y^{i,j+\frac{\Delta z}{2}}}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j}} \left(H_{zi-\frac{\Delta x}{2},j+\frac{\Delta z}{2}}^n - H_{zi+\frac{\Delta x}{2},j+\frac{\Delta z}{2}}^n \right) - \frac{1}{\epsilon_{i,j}} \left(P_{y^{i,j+\frac{\Delta z}{2}}}^{(2),n+\frac{\Delta x}{2}} - P_{y^{i,j+\frac{\Delta z}{2}}}^{(2),n-\frac{\Delta x}{2}} \right) \end{cases} \quad \text{TE}$$

(3.26)
)

Les conditions aux limites absorbantes de Mur (3.2.4) sont aussi appliquées pour la FDTD qui calcule la propagation du SH.

Puisque les champs FF et SH peuvent être obtenus de façons séparées; l'efficacité de conversion est alors simple à calculer en utilisant les valeurs des vecteurs de Poynting des ondes FF et SH.

3.3.2.Exemple d'applications et comparaison avec les résultats analytiques

Pour s'assurer de la justesse des calculs réalisés avec notre programme FDTD 2D non linéaire, nous analysons les résultats obtenus dans des cas simples où le calcul de SHG peut également être réalisé analytiquement. Nous avons choisi de calculer la SHG dans des guides d'onde rubans où la condition d'accord de phase est satisfaite ou non et dans des guides d'ondes rubans quasi accordés en phase.

3.3.2.1. Guides d'ondes rubans

La figure 3.9 représente schématiquement un guide d'onde ruban.



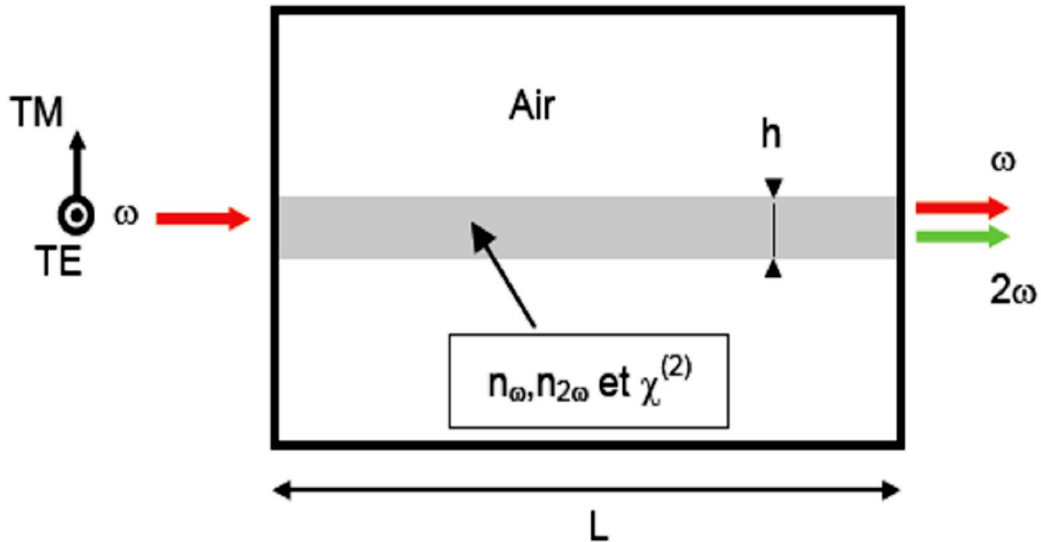


Fig 3.9. Guide d'onde ruban. ω et 2ω dénotent les ondes FF et SH. h est l'épaisseur du guide d'onde, n_ω , $n_{2\omega}$ les indices de réfraction aux fréquences ω et 2ω et $\chi^{(2)}$ la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 du matériau composant le guide d'onde.

On note h et L l'épaisseur et la longueur du guide d'onde, n_ω et $n_{2\omega}$ les indices de réfraction aux fréquences ω et 2ω et $\chi^{(2)}$ la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 du matériau composant le guide d'onde. Les structures utilisées dans la suite, sont fictives et leurs paramètres sont choisis arbitrairement. Le champ FF est injecté dans le mode fondamental pair dans la polarisation TE ou TM.

3.3.2.1.1. Guide non accordé en phase

Les paramètres du guide d'onde considérés sont $n_\omega = 1.5$, $n_{2\omega} = 1.6$, $h = 0.35\mu\text{m}$ et $L = 20\mu\text{m}$. Le champ fondamental est injecté à la longueur d'onde $\lambda_\omega = 1.55\mu\text{m}$ dans la polarisation TE. On considère que la polarisation non linéaire d'ordre 2 s'écrit:

$$\begin{cases} P_x^{(2)} = P_z^{(2)} = 0 \\ P_y^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_{z,FF}^2 \end{cases} \quad (3.27)$$

Le champ SH sera alors généré dans la polarisation TM. Dans ce cas, la longueur de cohérence est donnée par [45]:

$$L_c = \frac{\lambda_\omega}{4(n_{2\omega}^{\text{eff, TM}} - n_\omega^{\text{eff, TE}})} \quad (3.28)$$

$n_{2\omega}^{\text{eff, TM}}$ et $n_\omega^{\text{eff, TE}}$, désignent les indices effectifs des modes guidés aux fréquences ω et 2ω [46].

Ici on obtient $n_\omega^{\text{eff, TE}} = 1.201$, $n_{2\omega}^{\text{eff, TM}} = 1.3512$, ce qui nous donne $L_c = 2.593 \mu\text{m}$.

L'espace de travail pris pour la simulation FDTD 2D non linéaire est discrétisé en choisissant le pas spatial $\Delta = 25 \text{ nm}$ ($\lambda_{2\omega}/20$). La dépendance temporelle de la source du champ FF est sinusoïdale. Le nombre d'itérations (ici 10000) est choisi suffisamment grand de telle manière à atteindre le régime stationnaire. La distribution spatiale du champ FF et la distribution spatiale du champ SH généré obtenues avec la FDTD sont représentées sur la Figure 3.10.

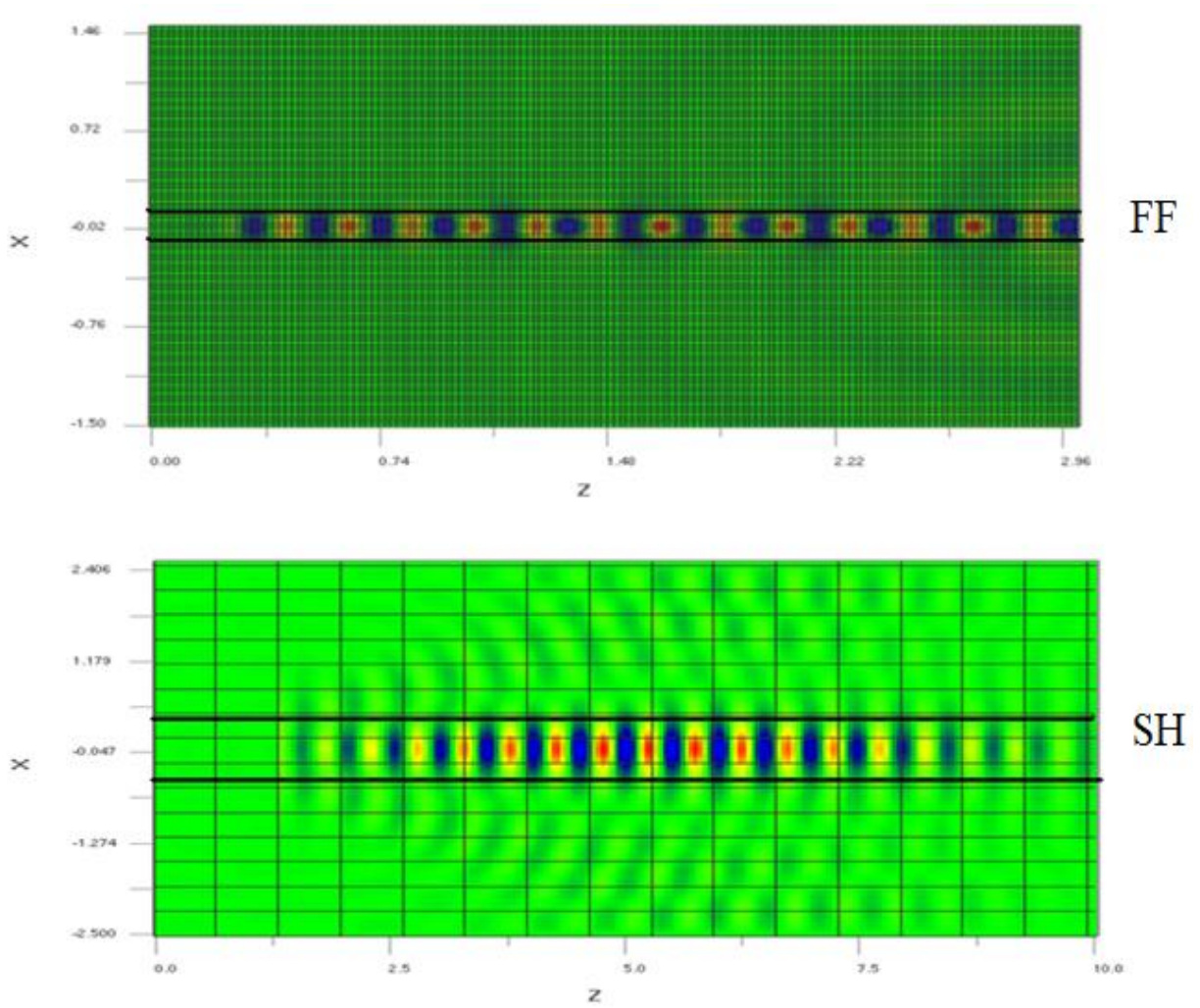


Fig 3.10. Distribution spatiale des champs FF et SH. Les traits noirs matérialisent le guide d'onde.

On a tracé sur le Figure 3.11, en trait fin, la variation spatiale du champ SH à $y = 1.2\mu\text{m}$ dans la direction de propagation (milieu du guide).

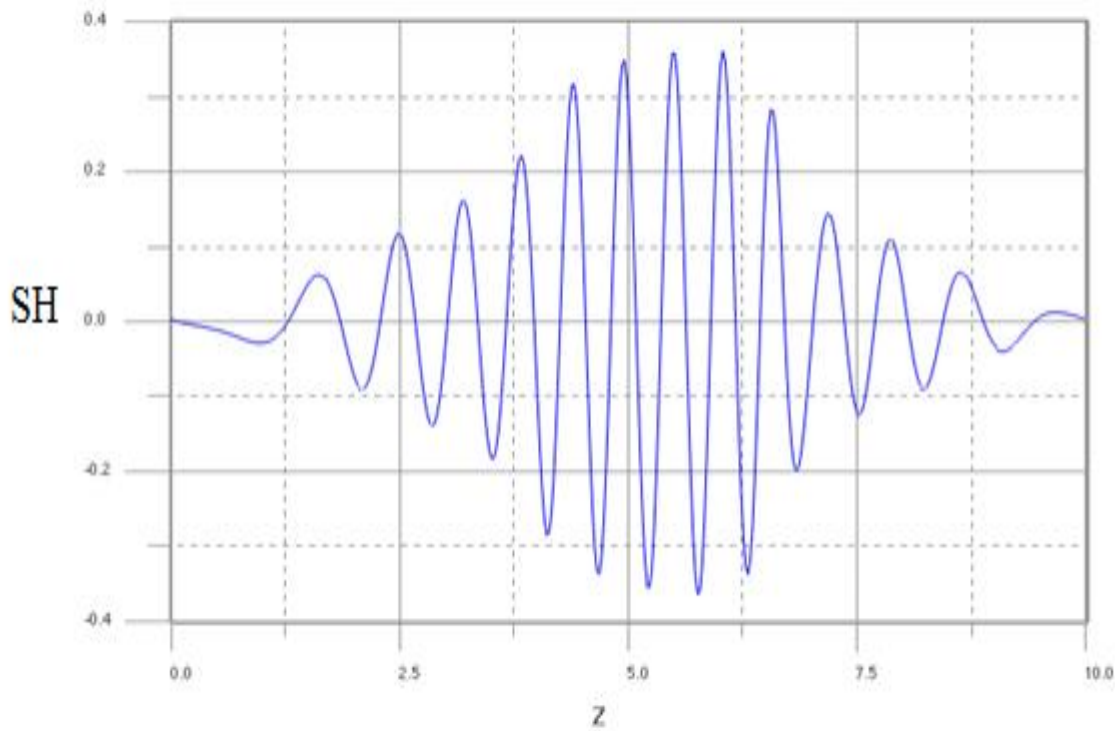


Fig 3.11. La variation spatiale du champ SH dans la direction de propagation à $X = 1.2\mu\text{m}$ (milieu du guide) obtenue par FDTD. La ligne épaisse correspond à la variation de l'enveloppe du champ calculée analytiquement.

Le champ SH oscille, d'une part, à la fréquence double du champ FF (oscillation rapide sur Figure 3.11) et d'autre part avec une période plus lente. Cette variation plus lente correspond à ce que l'on a appelé dans le Chapitre 1, l'enveloppe lentement variable. La variation de l'enveloppe calculée analytiquement ($\sin(\pi x/2Lc)$) est aussi tracée sur la Figure 3.11 (traits épais). On peut alors voir que les résultats obtenus grâce à la FDTD non linéaire sont en parfait accord avec le calcul analytique.

3.3.2.1.2. Guide accordé en phase

Les paramètres du guide sont choisis de telle façon à réaliser la condition d'accord de phase. On a donc fixé $n_{\omega} = 2$, $n_{2\omega} = 1.4064$, $h = 0.35\mu\text{m}$ et $L = 20\mu\text{m}$, donnant obtient $n_{\omega}^{\text{eff,TE}} = n_{2\omega}^{\text{eff,TM}} = 1.260$.

Le champ FF est injecté dans le guide à la longueur d'onde $\lambda_{\omega} = 1.55\text{ m}$ avec la polarisation TM. On

considère que la polarisation non linéaire d'ordre 2 vaut
$$\begin{cases} P_x^{(2)} = P_y^{(2)} = 0 \\ P_z^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_{y,FF}^2 \end{cases}$$

Le champ SH sera alors généré dans la polarisation TE. L'espace de travail FDTD et le nombre d'itérations sont choisis de la même manière que précédemment. La distribution spatiale des champs FF et SH est tracée sur la Figure 3.12. On peut voir que l'amplitude du champ SH augmente au fur et à mesure de sa propagation. On a tracé sur la Figure 3.13, la variation spatiale dans la direction de propagation du champ SH au milieu du guide. Comme précédemment, le champ SH oscille à la fréquence double du champ FF. Cependant, cette fois-ci, la variation lente de l'amplitude n'est plus périodique mais linéaire avec la distance de propagation comme le calcul analytique le prévoit.

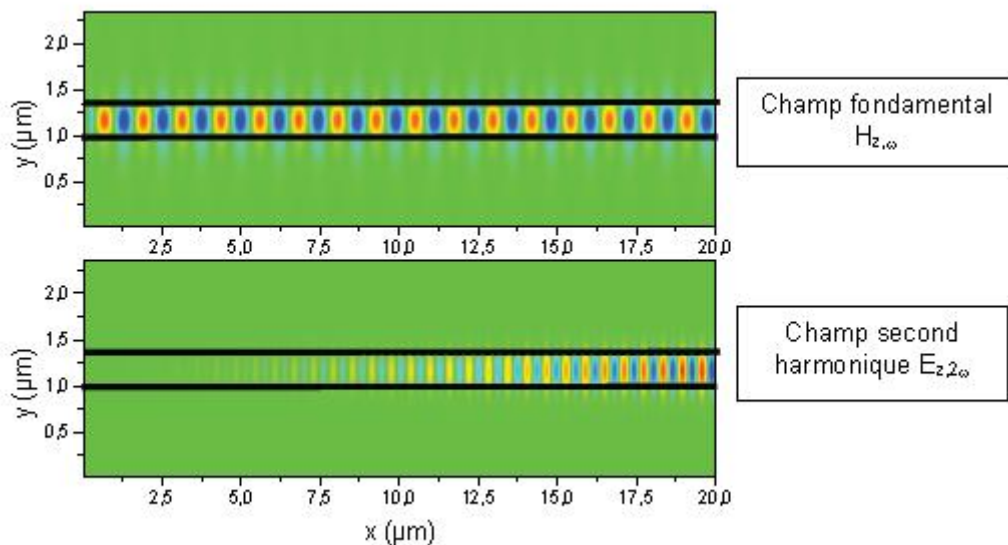


Fig 3.12. Distribution spatiale des champs FF et SH. Les traits noirs matérialisent le guide d'onde.

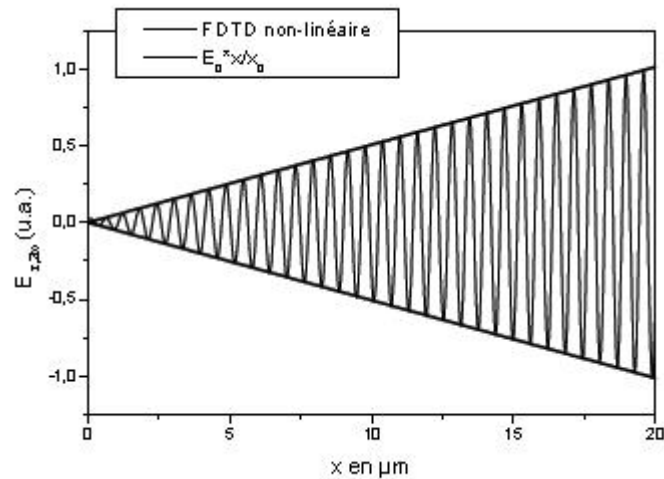


Fig 3.13. Le trait fin représente la variation spatiale du champ SH dans la direction de propagation à $y=1.2 \text{ m}$ (milieu du guide) obtenue par FDTD. La ligne épaisse correspond à la variation de l'enveloppe du champ calculée analytiquement.

3.3. Conclusion

La méthode FDTD non linéaire que nous avons développée nous permet de calculer la génération de seconde harmonique dans des structures bidimensionnelles arbitrairement choisies, les variations spatiales de l'indice de réfraction et de la susceptibilité d'ordre 2 pouvant être prise en compte. Cette méthode donne des résultats exacts dans le régime stationnaire tant que le rendement de conversion reste inférieur à 10% (hypothèse de non déplétion de l'onde fondamentale).

3.4. Cristaux photoniques 1D et 2D pour la génération de seconde harmonique

3.4.1. Cristaux photoniques 1D en géométrie guide d'onde

3.4.1.1. Motivations

Nous avons pu voir dans la Chapitre 1 que les CPs 1D sont des structures très intéressantes pour l'exaltation des effets non linéaires d'ordre 2 dont la génération de seconde harmonique [47]. Ces structures permettent, en effet, de réaliser la condition d'accord de phase dans des matériaux ne possédant pas de biréfringence intrinsèque tels que les semi-conducteurs III-V et par conséquent de tirer profit de leur grande susceptibilité non linéaire. De plus, elles permettent aussi une augmentation de la densité de modes optiques aux fréquences ω et 2ω et il en résulte des interactions non linéaires efficaces sur de courtes longueurs de propagation.

L'idée, ici, est d'améliorer les résultats obtenus dans [47] en utilisant les avantages des CPs 1D couplés à ceux de l'optique guidée.

Dans [47], le CP 1D utilisé consiste en un empilement vertical de couches de $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ et de AlOx . Ce système présente les désavantages suivants:

- Technologiquement, le nombre de couches de l'empilement est limité et par conséquent l'efficacité de conversion aussi. En effet, $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ et AlAs ne sont pas à l'accord de maille ce qui limite le nombre d'empilements pouvant être réalisé. De plus, le contrôle de l'étape d'oxydation humide des couches de AlAs pour obtenir AlOx devient de plus en plus difficile au fur et à mesure que le nombre de couches augmente.
- Etant donné que la croissance des structures se fait suivant l'axe cristallin [001] et que $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ est de classe cristallographique $43m$, lorsque l'onde fondamentale est incidente normalement à la surface des couches, la polarisation non linéaire d'ordre 2 est nulle. Il est donc nécessaire que la lumière soit incidente sur l'échantillon de façon oblique pour pouvoir générer le SH. Ceci ne permet pas d'utiliser le maximum du tenseur non linéaire du second ordre. De plus, dans $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$, $n_{\omega} \neq n_{2\omega}$, les faisceaux de lumière aux fréquences ω et 2ω sont réfractés avec des angles différents à chaque interface $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As} / \text{AlOx}$. Au fur et à mesure que le nombre de couches de l'empilement est augmenté, le recouvrement spatial des ondes FF et SH est donc de moins en moins bon (c'est ce qu'on appelle le «walk-off» spatial) et l'efficacité de conversion est amoindrie.

Utiliser les CPs 1D en géométrie de guide d'onde est une solution pouvant résoudre les problèmes cités plus haut. Cette configuration est représentée sur la Figure 3.10.

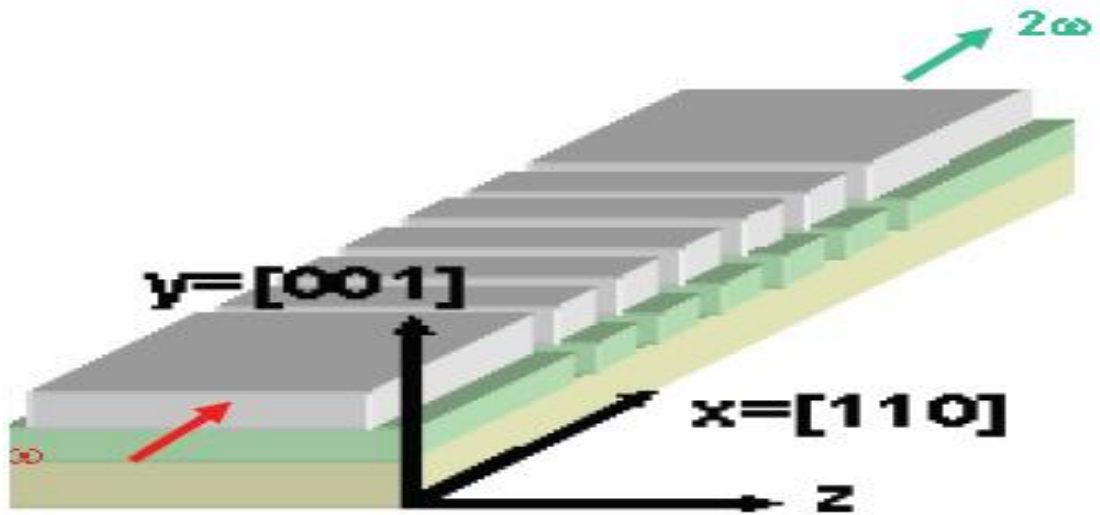


Figure 3.14. CP 1D en géométrie de guide d'onde

Il s'agit en fait d'un guide à saut d'indice dans lequel un réseau 1D a été gravé. On obtient un CP 1D composé de l'alternance de semi-conducteur et d'air dont le contraste d'indice est assez grand pour réaliser la condition d'accord de phase [48]. Dans ces conditions, les champs FF et SH sont confinés transversalement grâce au guide d'onde, limitant ainsi le "walk-off" spatial. De plus la propagation de la lumière se fait dans la direction cristalline [110]. La polarisation non linéaire dans l' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ s'écrit en fonction du champ FF:

$$\begin{pmatrix} P_x^{(2)} \\ P_y^{(2)} \\ P_z^{(2)} \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \\ d_{14} & 0 & -d_{14} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -d_{14} & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_x E_y \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

Lorsque le champ FF est injecté dans la polarisation TE, la polarisation non linéaire devient:

$$\begin{cases} P_x^{(2)} = P_z^{(2)} = 0 \\ P_y^{(2)} = \varepsilon_0 d_{14} E_{z,FF}^2 \end{cases} \quad (3.30)$$

Le champ SH est généré dans la polarisation TM. Pour $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$, le coefficient d_{14} vaut 120pm/V ce qui est environ le double du coefficient non linéaire que l'on obtient dans le cas de l'incidence oblique.

On s'attend alors à une augmentation supplémentaire du rendement de conversion par rapport au cas de l'incidence oblique.

Cependant, comme nous allons le voir dans la suite, le design de ces guides d'onde devra faire l'objet d'une attention particulière en ce qui concerne les pertes de propagation [49-53] aux fréquences ω et 2ω afin de pouvoir générer efficacement le SH.

3.4.1.2. Conception des structures

Comme nous avons pu le voir dans le Chapitre 2, dans le cas des CPs 1D ou 2D gravés dans des guides d'ondes, les modes photoniques se trouvant au dessus de la ligne de lumière de la gaine du guide, sont potentiellement des modes à pertes. Dans ces conditions, le champ peut se coupler aux modes radiatifs ce qui conduit au phénomène de diffraction et donc à des pertes si l'on s'intéresse aux ondes guidées. Or, le design des CPs 1D optimisés pour la génération de seconde harmonique dans les conditions décrites dans [47] impose le fait de placer au moins le mode à la fréquence 2ω au dessus de cette ligne de lumière. On comprend alors que les pertes associées au couplage avec les modes radiatifs à la fréquence 2ω et/ou ω vont jouer un rôle déterminant en ce qui concerne l'efficacité de conversion. Dans ce qui suit, nous allons étudier l'impact de ces pertes sur la génération de seconde harmonique

dans le cas où le guidage est assuré par un fort contraste d'indice (par exemple membrane suspendue) et dans le cas où il est assuré par un faible contraste d'indice.

3.4.1.2.1. Guides à fort contraste d'indice

Le cas considéré est celui d'une fine membrane de semi-conducteur $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ suspendue dans l'air.

Le cœur du guide est alors constitué de semi-conducteur et la gaine d'air. Le fort contraste d'indice entre l'air et le semi-conducteur conduit à une décroissance exponentielle de l'amplitude du champ électromagnétique dans l'air. Le champ électromagnétique est alors confiné verticalement dans une fine couche de semi-conducteur. La Figure 3.15 représente schématiquement la structure considérée.

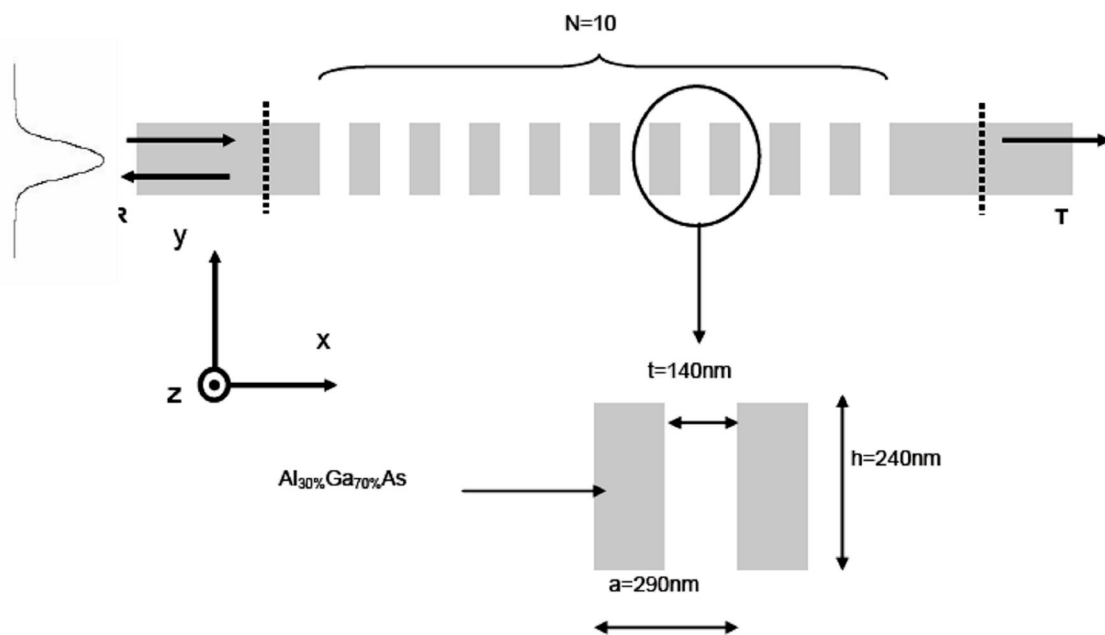


Fig 3.15. Représentation schématique du CP 1D percé dans une membrane de $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ suspendue dans l'air. h est l'épaisseur de la membrane. N et t sont le nombre et la largeur des tranchées d'air et a la période du réseau 1D.

Les paramètres de la structure (période $a = 290\text{nm}$ ó épaisseur des tranchées d'air $t = 140\text{nm}$) sont fixés de façon à assurer la condition d'accord de phase lorsque le fondamental est dans la polarisation TE (champ électrique parallèle à l'axe z) et le second harmonique dans la polarisation TM (champ magnétique dans la direction z). L'épaisseur du guide est égale à $h = 240\text{nm}$ afin d'imposer un comportement monomode à la longueur d'onde du fondamental $\lambda_0 = 1550\text{nm}$. Le guide présente 3 modes à la longueur d'onde du SH. La structure de bandes du CP 1D considéré est calculée en utilisant la méthode du développement en ondes planes et celle de l'indice effectif. Dans ce calcul, pour la polarisation TE, l'indice effectif est celui du mode TE à la longueur d'onde F du guide constitué de la membrane sans tranchées. Pour la polarisation TM, l'indice effectif est celui à la longueur d'onde SH du mode fondamental TM de ce même guide. Les résultats sont représentés sur la Figure 3.16. Les modes du champ F et du champ SH accordés en phase sont indiqués par des flèches sur les figures. Dans ce cas le mode F est sous la ligne de lumière de l'air tandis que le mode SH est au-dessus. On s'attend alors à ce qu'une onde à la longueur d'onde F se propage sans pertes et qu'une onde à la fréquence SH s'atténue durant sa propagation.

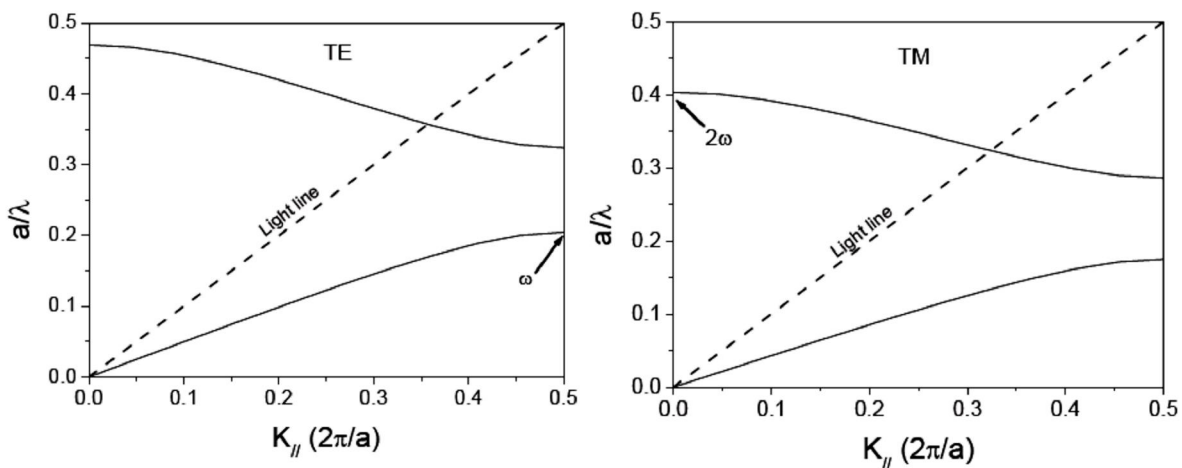


Fig 3.16. Structure de bandes du CP 1D considéré. La condition d'accord de phase est réalisée lorsque le champ F est polarisé TE et le champ SH TM entre les deux points indiqués par des flèches .

Les Figures 3.17.a) et b) représentent les spectres de transmission et de réflexion autour de **1550nm** (F) et **775nm** (SH) du guide à CP 1D calculés avec la FDTD 2D linéaire.

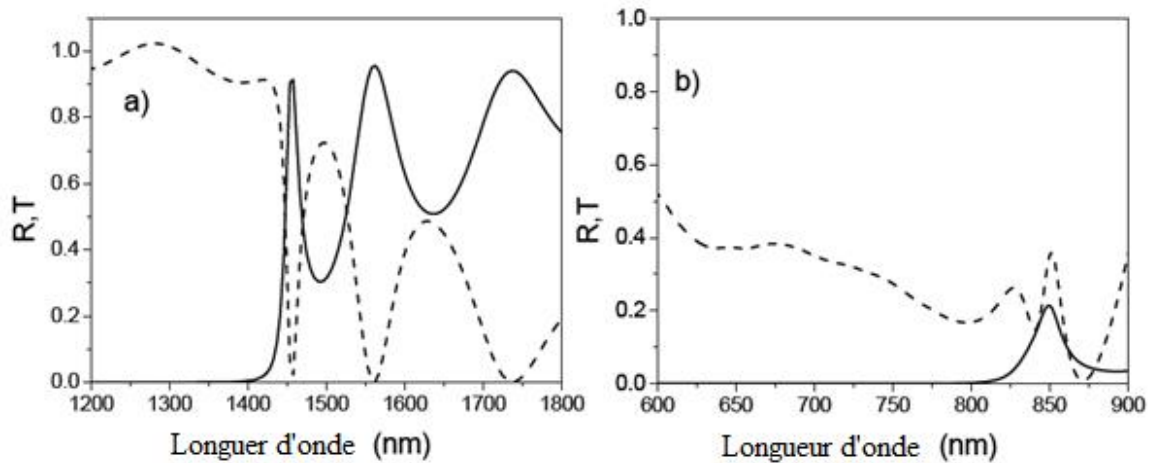


Figure 3.17. Spectres de transmission, réflexion et des pertes autour de a) la longueur d'onde du fondamental; b) la longueur d'onde du second harmonique.

Pour l'onde F, on retrouve les propriétés de transmission et de réflexion "classiques" des miroirs de Bragg à savoir une plage de longueurs d'onde ($\lambda < 1400\text{nm}$) correspondant à une région où la lumière est fortement réfléchie (bande interdite) et une plage de longueurs d'onde où l'on observe des pics en transmission. Cependant, les spectres de transmission et de réflexion autour de la longueur d'onde du SH ne présentent pas les caractéristiques d'un miroir de Bragg: l'effet de bande interdite n'apparaît pas et les pics de bord de bandes ne peuvent pas être localisés. L'ensemble de ces résultats peut être compris à la lumière de la discussion précédente. Ils confirment que les pertes autour de la longueur d'onde F sont quasiment nulles tandis qu'elles sont importantes autour de la longueur d'onde SH.

Pour calculer l'efficacité de conversion dans ces structures, on utilise la méthode FDTD 2D non linéaire présentée au 2.1. En utilisant les relations (3.22) et (3.30), les équations d'évolution du champ électrique à la fréquence SH (3.6) deviennent:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{x i+\frac{1}{2}, j}^{n+1} = E_{x i+\frac{1}{2}, j}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j} \Delta} \left(H_{z i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \\ E_{y i, j+\frac{1}{2}}^{n+1} = E_{y i, j+\frac{1}{2}}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j} \Delta} \left(H_{z i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \\ -\frac{\epsilon_0 d_{i,j}}{2\epsilon_{i,j}} \left((E_{z,FF,i,j}^{n+1})^2 - (E_{z,FF,i,j}^n)^2 + (E_{z,FF,i,j+1}^{n+1})^2 - (E_{z,FF,i,j+1}^n)^2 \right) \end{array} \right. \quad (3.31)$$

Remarque: étant donné que l'on ne connaît pas les valeurs du champ Ez et Ey aux mêmes endroits de l'espace, on interpole la polarisation non linéaire d'ordre 2 de la manière suivante:

$$P_{y i, j+\frac{1}{2}}^{(2),n} = \frac{1}{2} \left(P_{y i, j}^{(2),n} + P_{y i, j+1}^{(2),n} \right) \quad (3.32)$$

Dans cette configuration, on obtient comme rendement de conversion $\approx 2.3 \times 10^{-4}\%$ pour une structure ayant 8 tranchées d'air lorsque la puissance crête F incidente est égale à 72Watt en considérant la taille du mode $\Delta z \times h = 5 \mu m \times 240 nm$ (Δz est l'extension du guide dans la direction z). Dans ce cas, le champ SH est perdu avant d'atteindre la sortie du guide ce qui limite grandement l'efficacité de conversion.

Pour pouvoir atteindre des rendements supérieurs, il faut diminuer les pertes par diffraction à la longueur d'onde SH. Une solution à ce problème consiste à jouer sur le confinement transverse du champ électromagnétique dans le guide. Dans le cas de la membrane suspendue, si l'on considère un mode au dessus de la ligne de lumière de l'air tel que $k_x = k_{0x}$ (vecteur d'onde dans la première zone de Brillouin) la condition de diffraction s'écrit:

$$k_{0x} \lesssim \frac{\omega}{c} \quad (3.33)$$

Ce mode photonique pourra donc se coupler à un mode radiatif de l'air dont le vecteur d'onde

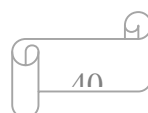
Est tel que:

$$\begin{cases} \vec{k}_0 = k_{0x} \hat{x} + k_{0y} \hat{y} \\ k_0 = \frac{\omega}{c} \end{cases} \quad (3.34)$$

à condition que la composante du vecteur d'onde k_{0y} soit contenue dans le spectre de décomposition en ondes planes de la distribution transverse du mode guidé dans la membrane que l'on peut obtenir par transformée de Fourier. S'il y a couplage entre le mode photonique et les modes radiatifs, sa force va alors dépendre de la grandeur de la composante k_{0y} . En règle générale, lorsque le champ électromagnétique est très confiné à l'intérieur du guide optique, comme c'est le cas dans la membrane suspendue, la composante k_{0y} est assez grande pour permettre un fort couplage. Pour réduire la valeur de cette composante, une solution consiste à utiliser un guide d'onde à faible contraste d'indice. Dans ce cas, la distribution spatiale transverse du champ électromagnétique dans le guide est plus étendue dans la gaine et s'apparente plus à celle d'une onde plane.

3.4.1.2.2. Guides à faible contraste d'indice [54]

É Propriétés linéaires:



Le type de structures que nous étudions est représenté sur la Figure 3.18.

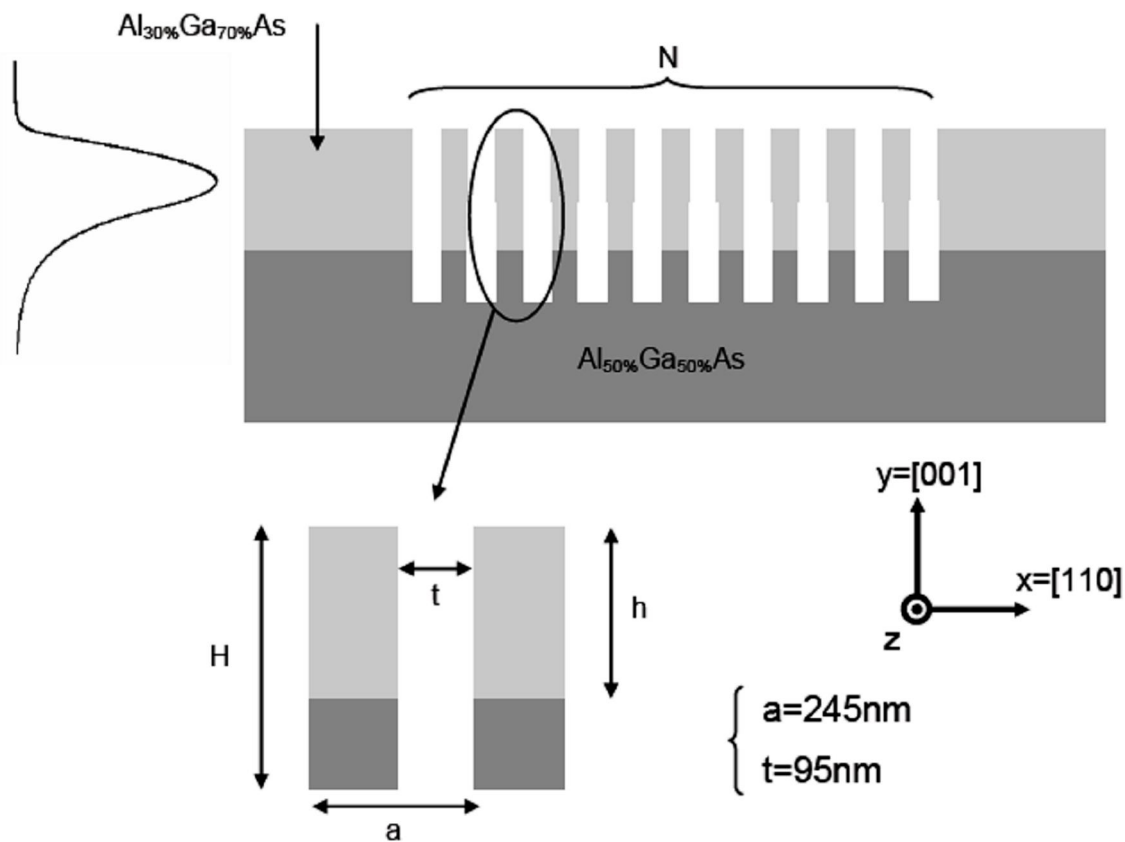


Figure 3.18. CP 1D gravé dans un guide d'onde à faible contraste d'indice. a est la période du réseau 1D. N , t et H sont respectivement le nombre, la largeur et la profondeur des tranchées d'air gravées dans le guide. h est l'épaisseur du cœur du guide d'onde.

Il s'agit de CPs 1D gravés dans un guide d'onde planaire asymétrique dont le cœur d'épaisseur h est constitué de $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ et dont la gaine est constituée en partie d'air (superstrat) et en partie de $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ (substrat). Le contraste d'indice entre le cœur et le substrat du guide est de l'ordre de $\Delta n = 0.1$. a est la période du réseau. N , t et H sont respectivement le nombre, la largeur et la profondeur des tranchées d'air gravées dans le guide d'onde. h est l'épaisseur de la couche de $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. Les

valeurs de a et t sont choisies afin de satisfaire la condition d'accord de phase lorsque l'onde F est injectée dans la structure à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$ dans la polarisation TE et que la polarisation non linéaire d'ordre 2 est de la forme (3.30) ce qui impose un SH généré dans la polarisation TM. La structure de bandes est représentée dans les polarisations TE et TM sur la Figure 3.19. Comme précédemment, le calcul a été effectué en utilisant la méthode du développement en ondes planes et la méthode de l'indice effectif. On peut constater sur les Figures 3.15 que le mode à la fréquence F se trouve au dessus de la ligne de lumière du substrat de $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ et au dessous de celle de l'air tandis que le mode à la fréquence SH se trouve au dessus de ces deux lignes.

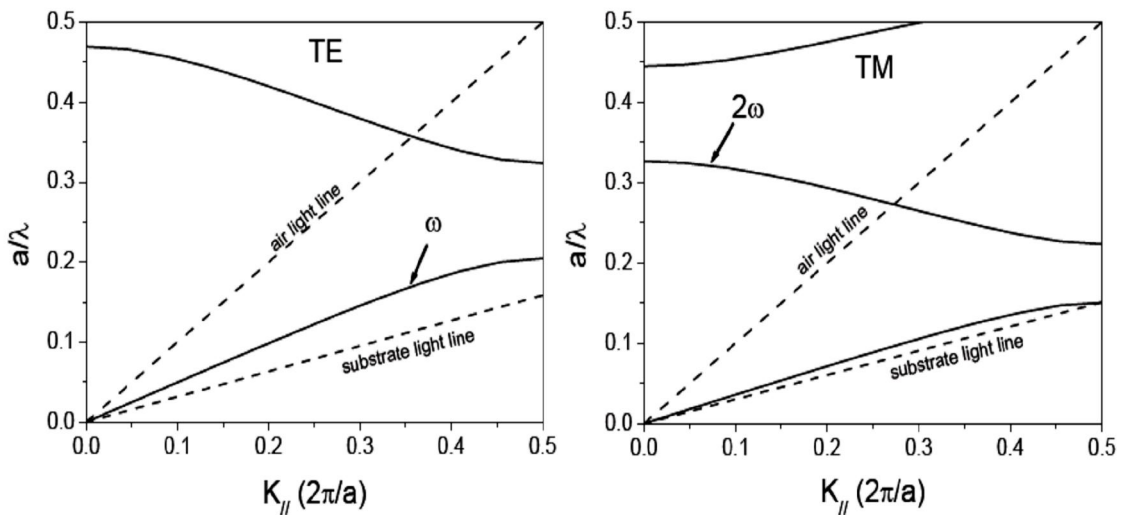


Figure 3.19. Structure de bandes du CP 1D considéré. La condition d'accord de phase est réalisée lorsque le champ F est polarisé TE et le champ SH TM entre les deux flèches indiquées sur la Figure.

Ceci signifie que les modes se propageant aux fréquences F et SH sont potentiellement des modes à pertes, étant donné qu'ils peuvent se coupler aux modes radiatifs du substrat et/ou du superstrat.

Nous allons étudier la génération de SH dans deux guides de ce type en fonction de N pour comprendre l'influence des pertes aux fréquences F et SH sur le taux de conversion afin d'en tirer des conséquences sur les structures à fabriquer.

Les deux structures étudiées se différencient par l'épaisseur du cœur du guide, h , et par la profondeur totale des tranchées d'air, H , de la manière suivante:

- cas $h = 1\mu\text{m}$ et $H = 1.8\mu\text{m}$. Le guide d'onde possède alors deux modes TE (un pair et un impair) à la fréquence F et 3 modes TM à la fréquence SH.
- cas $h = 2\mu\text{m}$ et $H = 3\mu\text{m}$. Le guide d'onde possède alors deux modes TE (un pair et un impair) à la fréquence F et 5 modes TM à la fréquence SH.

Pour chaque type de structures, les spectres de transmission et de réflexion linéaire autour des longueurs d'onde F ($1.55\mu\text{m}$) et SH (775nm) sont calculés pour $N=8, 10, 12, 15$ et 20 à l'aide de la FDTD 2D linéaire utilisée en régime pulsé (voir chapitre 2). Dans tous les cas, le champ est injecté dans le mode fondamental pair du guide. A titre d'exemple, on a tracé, sur la Figure 3.16, les spectres de transmission (lignes continues) et de réflexion (lignes en pointillés) pour une structure définie par $h = 1\mu\text{m}$ et le nombre de périodes $N = 8$.

On peut remarquer que l'on obtient des spectres de transmission similaires à ceux des miroirs de Bragg aussi bien autour de la fréquence F qu'autour de la fréquence SH. Rappelons que ceci n'est pas le cas pour les CPs 1D gravés dans des membranes suspendues dans l'air.

Cependant, on peut voir que la valeur de la transmission dans les pics près des gaps photoniques n'atteint pas 1. Cette valeur dépend à la fois de h et H mais aussi de N .

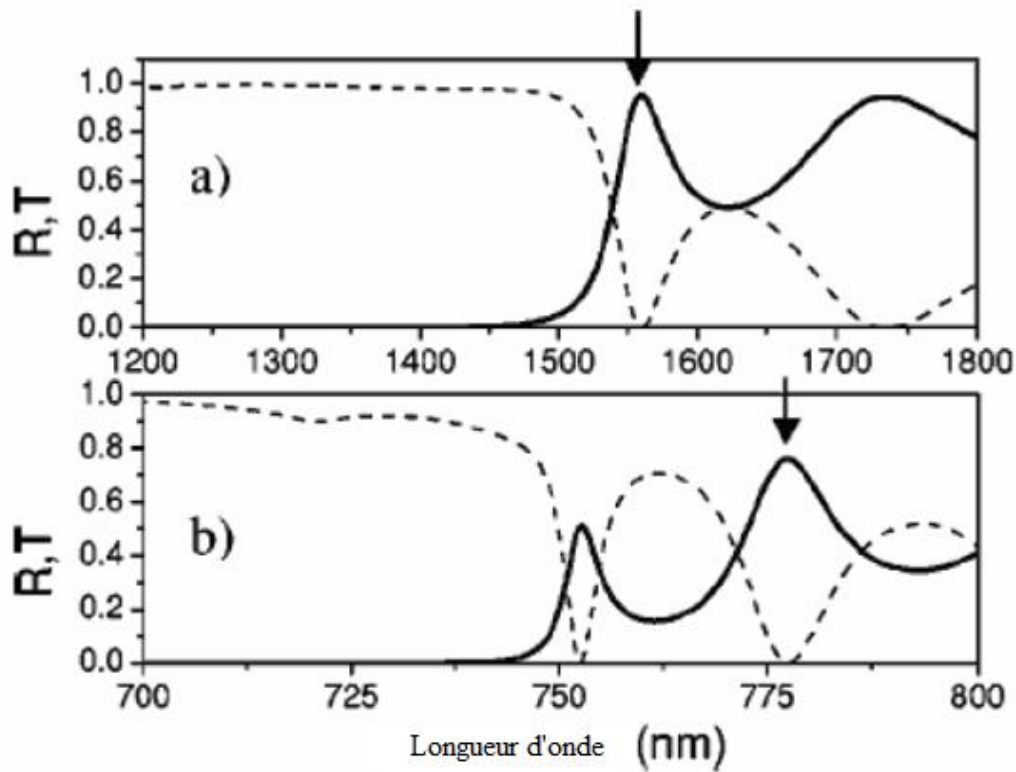
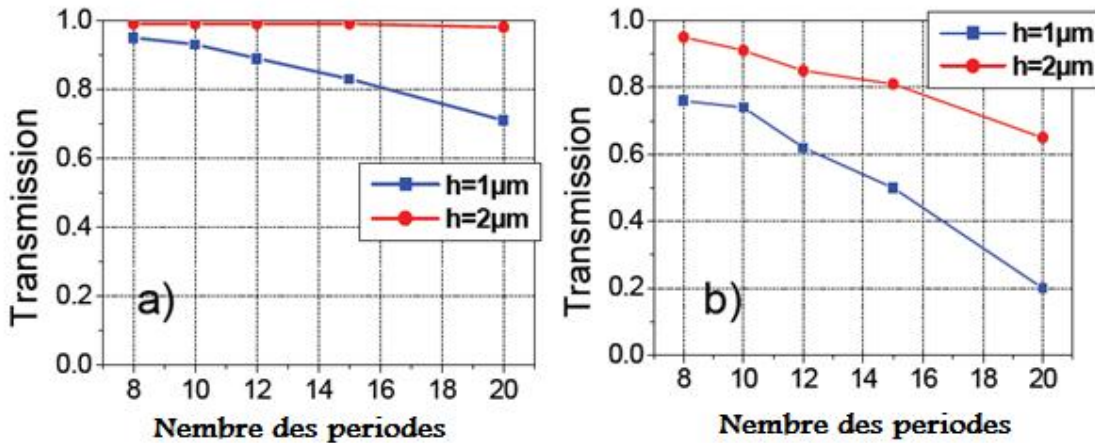


Figure 3.20. Spectres de transmission (lignes continues) et de réflexion (lignes en pointillés) obtenus en FDTD pour la structure définie par $h = 1\mu\text{m}$, $H = 1.8\mu\text{m}$ et $N = 8$ a) autour de la longueur d'onde F; b) autour de la longueur d'onde du SH. Les flèches indiquent les longueurs d'ondes du F et SH pour lesquelles la condition d'accord de phase est réalisée.

On a reporté sur la Figure 3.21, la transmission obtenue dans le premier pic en bord de gap autour de la longueur d'onde F (a) et dans le deuxième pic en bord de gap autour de la longueur d'onde SH (b) (positions indiquées par les flèches sur la Figure 3.22 pour lesquelles on a l'accord de phase) en fonction de N pour les deux types de structures.



Figure

3.21. Transmissions obtenues pour les structures définies par $h=1 \mu\text{m}$ (ligne bleue) et $h=2 \mu\text{m}$ (lignes rouges) a) dans le premier pic en bord de gap autour de la longueur d'onde F; b) dans le deuxième pic en bord de gap autour de la longueur d'onde SH.

De façon générale, la valeur de la transmission diminue lorsque N augmente. Dans le cas des structures $h = 1 \mu\text{m}$, la transmission à la longueur d'onde F passe de **0.95** pour $N = 8$ à **0.71** pour $N = 20$ tandis que la transmission à la longueur d'onde SH passe de **0.76** à **0.2**. Les pertes à la longueur d'onde F sont donc moins importantes que celles à la longueur d'onde SH mais ne sont tout de même pas négligeables. Dans le cas des structures $h = 2 \mu\text{m}$, les pertes sont beaucoup moins grandes que dans le cas précédent. A la longueur d'onde F, la transmission est quasiment égale à 1 pour tous les N considérés alors qu'à la longueur d'onde SH, la transmission varie de **0.95** pour $N = 8$ à **0.65** pour $N = 20$. Si l'on considère la structure où $N = 20$, les pertes ont été presque annulées à la longueur d'onde F et diminuées d'un facteur supérieur à 2 à la longueur d'onde SH.

É Calcul de la génération de seconde harmonique:

En utilisant la FDTD 2D non linéaire, on peut calculer le champ électromagnétique généré à la longueur d'onde SH. Les équations d'évolution du champ SH se discrétisent en prenant la forme (3.31). Ici, seul $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ est considéré comme matériau non linéaire, la susceptibilité non linéaire d'ordre 2

de $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ étant négligeable. Le champ F est injecté dans le mode fondamental pair du guide d'onde. La Figure 3.20 représente le spectre du SH généré dans la structure définie par $N = 12$ et $h = 2\mu\text{m}$ lorsque le champ F incident est une impulsion gaussienne de durée 75fs.

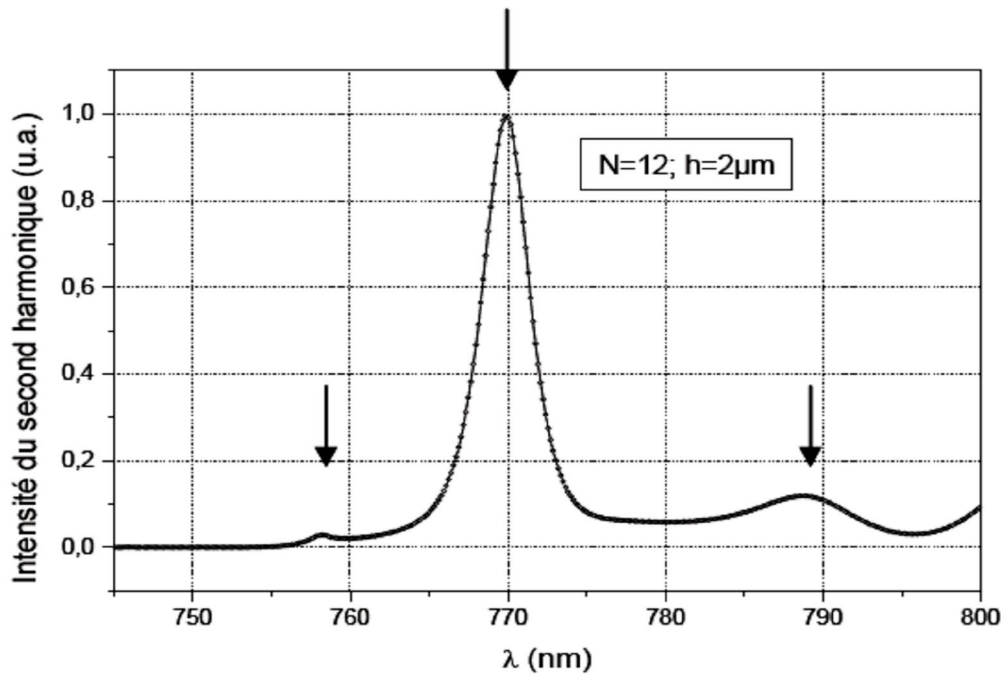


Figure 3.22. Spectre de transmission du SH généré dans la structure caractérisée par $N = 12$ et $h = 2\mu\text{m}$. Les trois flèches marquent les positions des pics de SH généré.

Pour cette simulation, le pas de discrétisation est égal à $\Delta = 12.5\text{nm}$, la taille de l'espace de travail est définie par $n_x = 320$ et $n_y = 280$ et le nombre d'itérations est de 300000. Le temps de calcul approche dans ce cas les douze heures. Le spectre de SH généré présente 3 résonances (flèches sur la Figure 3.22) correspondant aux trois premiers pics en bord de bandes interdites autour de la longueur d'onde SH. Le maximum de SH est obtenu dans la deuxième résonance ce qui est en accord avec les conditions optimisant l'accord de phase. Pour pouvoir calculer l'efficacité de conversion, il est nécessaire

d'effectuer le calcul en régime stationnaire. Le calcul en régime pulsé ne permet pas, en effet, de tenir compte de la dispersion de vitesse de groupe des matériaux qui peut jouer un rôle important. Dans la simulation précédente, l'impulsion F incidente est assez large spectralement, environ **45nm**. Dans ces conditions la dispersion de vitesse de groupe ne peut pas être négligée pour obtenir des informations quantitatives sur le rendement de conversion.

L'efficacité de génération de SH est calculée pour les structures caractérisées par $h=1 \mu\text{m}$ (en bleu) et $h = 2\mu\text{m}$ (en rouge) en fixant la puissance crête du champ F incident à 600Watt ($h = 2\mu\text{m}$) ou 300Watt ($h = 1\mu\text{m}$) en considérant que la taille du mode est de l'ordre de $h \times \Delta z$ où $\Delta z = 5\mu\text{m}$. La puissance incidente est différente pour les deux tailles de guide afin d'envoyer la même intensité.

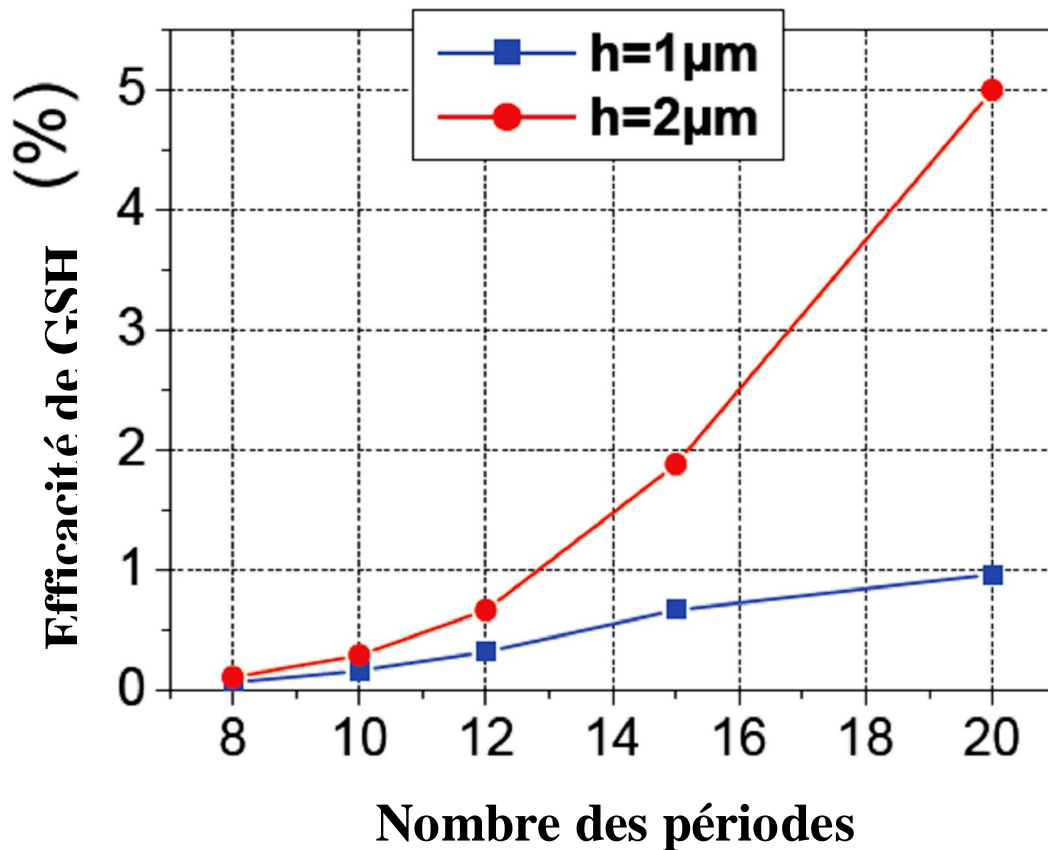


Figure 3.23. Efficacité de génération de SH en fonction de N pour les structures caractérisées par $h=1 \mu\text{m}$ (bleu) et $h=2 \mu\text{m}$ (rouge) en fixant la puissance crête incidente du champ F à 600Watt ($h = 2\mu\text{m}$) ou à 300Watt ($h = 1\mu\text{m}$).

L'efficacité est donnée par le rapport des vecteurs de Poynting des ondes F et SH calculées respectivement à l'entrée et à la sortie du guide. Les résultats du calcul sont représentés sur la Figure 3.23 en fonction de N.

On obtient que l'efficacité de conversion est toujours plus grande dans les structures ayant le coeur de guide le plus épais pour toutes les valeurs de N. Pour $N = 20$, soit pour une structure de longueur

inférieure à $5\mu\text{m}$, l'efficacité de conversion peut être de l'ordre de quelques pourcents! Par ailleurs, l'efficacité de conversion semble saturer à partir de $N = 15$ pour les structures caractérisées par $h = 1\mu\text{m}$ tandis que cela ne semble pas être le cas pour les structures caractérisées par $h = 2\mu\text{m}$. Ceci confirme que les pertes de propagation aux longueurs d'onde F et SH limitent l'efficacité de conversion. Les rendements de conversion les plus importants sont en effet obtenus dans le type de structures présentant le moins de pertes ($h = 2\mu\text{m}$).

Afin de pouvoir calculer l'efficacité de conversion dans des structures ayant un nombre de tranchées d'air plus important et d'analyser plus précisément le rôle des pertes aux longueurs d'ondes du F et du SH, nous avons développé un modèle analytique se basant sur la théorie des modes couplés.

- Modèle des modes couplés:

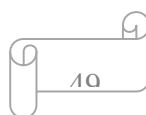
Dans ce modèle, le guide à CP 1D est considéré comme un résonateur couplé aux modes radiatifs du substrat et du superstrat. Dans ce cas, l'efficacité de génération de SH totale (SH rayonné+ SH guidé),

η_{tot} , dépend de la densité de modes à la fréquence ω , ρ^ω , de la manière suivante [55]:

$$\eta_{\text{tot}} \propto (\rho^\omega \times L)^2 \quad (3.35)$$

Où L est la longueur du résonateur et $\rho^\omega = \frac{1}{v_g \epsilon}$ avec v_g la vitesse de groupe à la fréquence F .

L'efficacité totale peut alors s'écrire:



$$\eta_{\text{tot}} \propto \left(\frac{L}{\tau^\omega} \right)^2 = (\tau^\omega)^2 \quad (3.36)$$

τ^ω est le temps de vie des photons à la fréquence F dans le résonateur.

Si $\frac{1}{\tau_G^\omega}$ et $\frac{1}{\tau_R^\omega}$ sont les taux de décroissance du champ électrique liés, respectivement, aux pertes intrinsèques du guide (sans couplage avec les modes radiatifs) et aux pertes provenant du couplage avec les modes radiatifs du substrat et du superstrat, le taux de décroissance du champ électrique dans le résonateur s'écrit:

$$\frac{1}{\tau^\omega} = \frac{1}{\tau_G^\omega} + \frac{1}{\tau_R^\omega} \quad (3.37)$$

En injectant (3.37) dans (3.36), on obtient pour l'efficacité de conversion totale:

$$\eta_{\text{tot}} = \left(\frac{\tau_G^\omega \tau_R^\omega}{\tau_G^\omega + \tau_R^\omega} \right)^2 \quad (3.38)$$

Dans notre cas, nous sommes seulement intéressés par l'onde SH guidée dans la structure.

L'efficacité de conversion utile, η_{utile} s'écrit alors:



$$\eta_{\text{utile}} = T_{2\omega} \left(\frac{\tau_G^\omega \tau_R^\omega}{\tau_G^\omega + \tau_R^\omega} \right)^2 \tag{3.39}$$

Où $T_{2\omega}$ est le coefficient de transmission à la fréquence SH. On peut montrer pour un tel système que:

$$T_{2\omega} = \frac{\tau_R^{2\omega}}{\tau_G^{2\omega} + \tau_R^{2\omega}} \tag{3.40}$$

De plus, dans le cas des CPs 1D, on peut démontrer [56] que la densité de modes optiques aux longueurs d'onde correspondant au maximum des résonances en bord de bande interdite varie comme N^2 . Ceci implique:

$$\tau_G^{\omega,2\omega} \propto N^3 \tag{3.41}$$

D'autre part, on suppose que les pertes dues au couplage avec les modes rayonnés ne dépendent pas de N ce qui revient à considérer les coefficients $\tau_R^{\omega,2\omega}$ comme des constantes.

On peut alors déduire, pour l'efficacité de génération de SH, trois régimes asymptotiques en fonction de N selon la valeur relative des différents taux de décroissance du champ électrique:

- pertes par diffraction négligeables à la fois à la fréquence F et à la fréquence SH $\tau_G^\omega \ll \tau_R^\omega$ et $\tau_G^{2\omega} \ll \tau_R^{2\omega}$. Dans ce cas, on a :

$$\eta_{\text{utile}} \propto (\tau_{\text{G}}^{\omega})^2 \propto N^6 \tag{3.42}$$

- pertes par diffraction négligeables à la fréquence F et prépondérantes à la fréquence

SH: $\tau_{\text{G}}^{\omega} \ll \tau_{\text{R}}^{\omega}$ et $\tau_{\text{G}}^{2\omega} \gg \tau_{\text{R}}^{2\omega}$. Dans ce cas, on a :

$$\eta_{\text{utile}} \propto \frac{(\tau_{\text{G}}^{\omega})^2}{\tau_{\text{G}}^{2\omega}} \propto N^6 \tag{3.43}$$

- pertes par diffraction prépondérantes à la fois à la fréquence F et à la fréquence SH:

$\tau_{\text{G}}^{\omega} \gg \tau_{\text{R}}^{\omega}$ et $\tau_{\text{G}}^{2\omega} \ll \tau_{\text{R}}^{2\omega}$. Dans ce cas, on a :

$$\eta_{\text{utile}} \propto \frac{1}{\tau_{\text{G}}^{2\omega}} \propto \frac{1}{N^3} \tag{3.44}$$

Dans le cas général, l'efficacité de génération de seconde harmonique utile s'obtient en injectant (3.30) et (3.31) dans (3.29). Son expression est:

$$\eta_{\text{utile}} \propto N^6 \left(\frac{1}{1 + N^3 / \tau_{\text{R}}^{\omega}} \right)^2 \left(\frac{1}{1 + N^3 / \tau_{\text{R}}^{2\omega}} \right) \propto \frac{1}{N^3} \tag{3.45}$$

Appliquons ce modèle aux structures étudiées avec la FDTD non linéaire (h=1 m et h=2 m). Afin de calculer les valeurs des coefficients $\tau_{\text{R}}^{\omega,2\omega}$ dans chaque cas, on utilise les résultats obtenus en FDTD linéaire présentés dans la Figure 3.21. Etant donné que les coefficients de transmission aux fréquences F et SH dépendent de N de la manière suivante:

$$\tau_{\text{R}}^{\omega,2\omega} = \frac{1}{1 + N^3 / \tau_{\text{R}}^{\omega,2\omega}} \tag{3.46}$$

les coefficients $\tau_{\text{R}}^{\omega,2\omega}$ prennent les valeurs reportées dans le tableau ci-dessous.

	h=1 m	h=2 m
τ_{R}^{ω}	15194	∞

$\tau_{R}^{2\omega}$	2668	13685
----------------------	------	-------

Notons que, τ_{R}^{ω} étant proche de l'unité quel que soit N dans le cas des guides ayant un coeur épais de 2 m, les pertes à la fréquence F peuvent être négligées et τ_{R}^{ω} considéré comme infini.

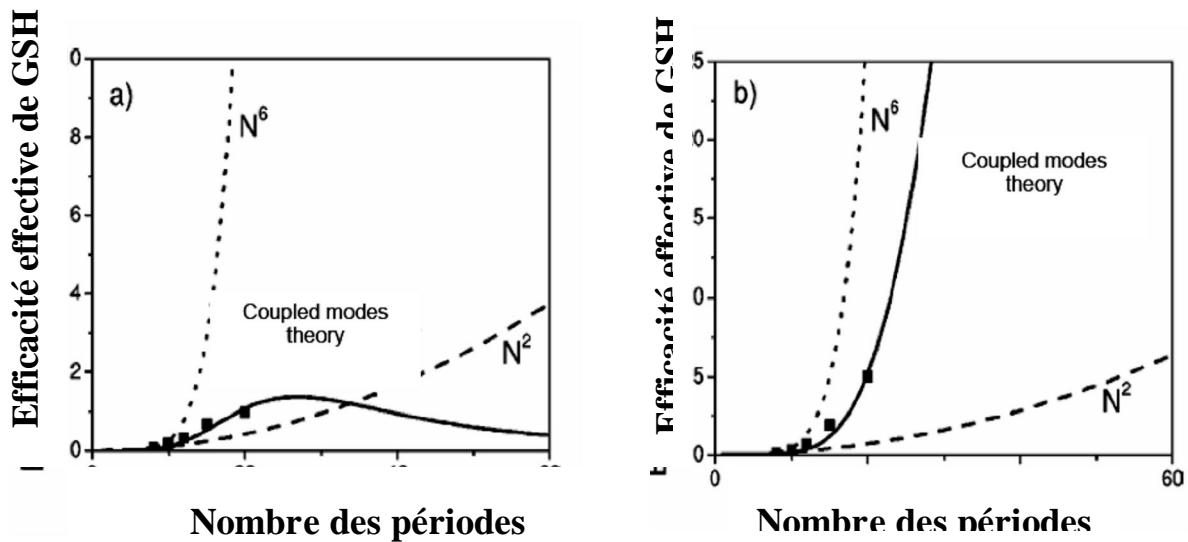


Figure 3.24. Efficacité utile de génération de SH en fonction de N pour les structures caractérisées par a) $h=1$ m et b) $h=2$ m. La ligne continue représente les résultats prédits par la théorie des modes couplés. Les points sont les résultats obtenus en FDTD non linéaire. La loi asymptotique $N=6$ est tracée (ligne en pointillés) ainsi que la loi usuelle N^2 (ligne hachurée).

A ce stade, nous pouvons exprimer la variation de l'efficacité de génération de SH à un facteur de proportionnalité près. Ce facteur est déterminé en interpolant les résultats obtenus avec la FDTD non linéaire. Les résultats obtenus avec le modèle des modes couplés sont représentés sur la Figure 3.24 en ligne continue pour les guides caractérisés par $h=1$ m (Figure 3.24.a) et $h=2$ m (Figure 3.24.b).

On a aussi tracé sur la figure les résultats obtenus avec la FDTD non linéaire (points).

On constate que les résultats obtenus avec les deux méthodes sont en bon accord. Dans le cas des structures caractérisées par $h=1 \text{ m}$, le modèle des modes couplés permet de montrer que l'efficacité utile de conversion atteint une valeur maximale (inférieure à 2%) pour $N = 25$ puis décroît au-delà de ce nombre. Dans le cas des structures caractérisées par $h = 2\mu\text{m}$, les résultats montrent que η_{utile} suit une loi de croissance bien plus rapide que la loi usuelle N^2 et ne présente pas de maximum. Il est ainsi possible d'obtenir des rendements de conversion de l'ordre d'une dizaine de pourcents en utilisant des structures aussi courtes que 6 m ($N = 25$). Ces exemples illustrent le rôle des pertes aux fréquences F et SH. On peut en déduire que, lorsque ces pertes ne sont plus négligeables, le rendement de conversion est fortement pénalisé.

Remarques sur la validité des calculs:

- le modèle est valable pour des efficacités inférieures à 10% étant donné que la déplétion du F est négligée.
- dans le cas de la structure caractérisée par $h=2 \text{ m}$, les pertes à la fréquence F sont négligées. A partir d'un certain N, ces pertes seront mesurables et ne devront plus être négligées.

Conclusion sur le design des CPs 1D gravés dans des guides à faible contraste d'indice:

Les CPs 1D gravés dans des guides d'onde à faible contraste d'indice peuvent être des structures intéressantes pour générer efficacement une onde SH. Le design de ces objets passe par le calcul des pertes par diffraction aux fréquences F et SH et de leur impact sur l'efficacité de conversion. Nous avons vu qu'en gravant profondément des guides d'ondes ($h = 2\mu\text{m}$ et $H = 3\mu\text{m}$), ces pertes sont réduites et qu'il est possible d'obtenir des rendements de l'ordre d'une dizaine de pourcents pour des structures plus courtes que 6 m lorsque la puissance crête du F est de 600Watt. Pour fabriquer ces

structures, il faudra être capable de graver des tranchées dans le semi-conducteur dont le rapport d'aspect t/H est supérieur à 30%.

3.4 Conclusion

Les CPs 1D et 2D permettent de réaliser la condition d'accord de phase nécessaire à l'obtention d'effets non linéaires du second ordre efficaces. De plus, en choisissant bien les paramètres de ces structures, il est possible de ralentir la lumière à certaines longueurs d'onde pour obtenir des interactions non linéaires plus importantes.

Dans la configuration 1D, l'accord de phase est obtenu en utilisant la dispersion anormale existant en bord de bandes interdites photoniques. Ce type de structures permet d'obtenir aussi de fortes densités de modes optiques à la fréquence du F et par conséquent des effets non linéaires importants. Nous nous sommes intéressés en particulier à utiliser ces CPs dans la géométrie guide d'onde afin de profiter du bon confinement de la lumière et de contourner les problèmes liés aux propriétés du tenseur susceptibilité non linéaire du second ordre des matériaux de type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Une étude de l'efficacité de conversion en fonction des paramètres du guide d'onde et du réseau 1D (épaisseur du coeur du guide, profondeur du réseau, etc...) nous a permis d'aboutir à une structure aussi courte que $5\mu\text{m}$ pouvant en principe convertir 50% de l'onde F incidente en SH. Cette structure consiste en un guide d'onde ruban à faible contraste d'indice dans lequel un réseau 1D est gravé sur une profondeur de $3\mu\text{m}$.

Dans la configuration de 2D, nous avons démontré que l'accord de phase peut être réalisé dans les guides à défaut W1 et dans les structures parfaitement périodiques. Dans le cas des guides W1, nous avons vu que l'accord de phase est un accord de phase modal et que le rendement de conversion dépend fortement du recouvrement spatial des modes se propageant aux fréquences F et SH. Dans le cas des structures parfaitement périodiques, l'accord de phase peut être réalisé en utilisant des modes ayant une faible vitesse de groupe. Nous avons vu, en particulier, que cette condition est réalisable au point du diagramme de bandes (direction parallèle à l'axe des trous), et que le rendement de conversion varie alors comme la puissance 4 du facteur de qualité associé aux pertes intrinsèques de la structure 2D à la longueur d'onde.

Annexe A.

Annexe A

Les programmes de structure de bande 1D et 2D.

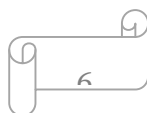
```
clear
warning off
epsa=1;
epsb=1.46^2;
epsc=12;
a=0.75; %um
ra=0.4; %um
rb=0.05;%um
rc=0.25/2;%um

a1=a;
b1=2*pi/a;

n=input('please input n: ');
%n=24;
NumberofPW=(2*n+1);

count=1;
G=(-n:n).*b1;
r=(-n:n);
N=4*n+1;
%N=2*NumberofPW+1;
mc=round(N*rc/a);
mb=round(N*rb/a);
ma=N-2*mc-2*mb;
%la fonction de epselon
eps1=[epsc*ones(mc,1);epsb*ones(mb,1);
      epsa*ones(ma,1);epsb*ones(mb,1);epsc*ones(mc,1)];
eps20=real(fftshift(fft(eps1)./N));
%% get = E(G,G')
%% cette matrice incluent toute la fréquence que nous avons besoin
for x=1:NumberofPW,
    for y=x:NumberofPW,
        b=r(x)-r(y)+2*n+1;
        eps2(x,y)=eps20(b);
        eps2(y,x)=eps2(x,y);
    end
end

ky=0.5*pi/a;
k0=(-pi/a:2*pi/a/30:pi/a)+i*ky; %% kx.
eps2=inv(eps2);
counter=1;
for ii=1:length(k0),
    k=k0(ii);
    M=abs((k+G')*(k+G)).*inv(eps2); %
    % M=abs(k+G.')*abs(k+G).*eps2; %TM
    %M=(real(k+G.')*real(k+G)+imag(k+G.')*imag(k+G)).*eps2; %%TE
    E=sort(abs(eig(M)));
    freq(:,counter)=sqrt(abs(E(1:10))).*a./2./pi ;
    display(sprintf('resultat de k=%f est terminé',k));
    counter=counter+1;
end
tmpx=1:length(k0);
plot(tmpx',freq,'--ob')
```



Annexe A

```
title('Structure de bande photonique 1D')

amax= max(freq(1,:));%%%%%%%%%%
amin=min(freq(2,:));%%%%%%%%%%
center=(amax+amin)/2;%%%%%%%%%%
line(tmpx,center*ones(1,31),'LineWidth',28,'color',[.8 .8 .8]);

amax= max(freq(3,:));%%%%%%%%%%
amin=min(freq(4,:));%%%%%%%%%%
center=(amax+amin)/2;%%%%%%%%%%
line(tmpx,center*ones(1,31),'LineWidth',40,'color',[.8 .8 .8]);
xlabel('vecteur d"onde')
ylabel('wa/2\pic')
grid on
axis([1 31 0 3])

%..... programme de structure de bande 2D .....
ea=1
eb=9
R=0.40
PCType =2
Keach=6 %
TEorTM =0
%-----

disp('-----')
if (TEorTM==0)
    disp('Plane wave expansion method for PC bands: TE modes');
else;
    disp('Plane wave expansion method for PC bands: TM modes');
end
disp('-----')
if (PCType==1)
    disp('Square lattice');
end
if (PCType==2)
    disp('Triangular lattice');
end
if (PCType==3)
    disp('Honeycomb lattice');%´
end

Ktype=3;
NumberK=Ktype*Keach;
NEIG=20; %
%-----

a=1; %
a1=a*[1,0];
if PCType==1
    a2=a*[0,1];% end
if PCType==2
    a2=a*[0.5,sqrt(3)/2];%

ac= abs(a1(1)*a2(2)-a1(2)*a2(1));
%ac: Area of lattice cell.
```

Annexe A

```
b1=2*pi/ac*[a2(2),-a2(1)];
b2=2*pi/ac*[-a1(2),a1(1)];
%b1, b2.
f=pi*R*R/ac; % (G-G')
%.

MaxDimForG=10; %
DimForG=2*MaxDimForG+1;
NPW=DimForG*DimForG; %
%           | Y
%           O O O O O
%           O O O O O
%           --O--O--O--O--O--> X
%           O O O O O
%           O O O O O
%           |

disp('Dielectric constant FT--- BEGIN')

gtemp=-MaxDimForG:MaxDimForG;
gtemp1= repmat(gtemp, DimForG, 1);
Gx=b1(1)*gtemp1+b2(1)*gtemp1';
Gy=b1(2)*gtemp1+b2(2)*gtemp1';
Gx=Gx(:)';
Gy=Gy(:)';

disp(strcat('The number of plane waves is--', num2str(NPW)));

Gx_m=repmat(Gx, NPW, 1);
Gx_n=Gx_m';
Gy_m=repmat(Gy, NPW, 1);
Gy_n=Gy_m';%

%(G-G')
ek0=f/ea+(1-f)/eb; %
ekc=(1/ea-1/eb)*f*2; %

GR_mat=sqrt((Gx_m-Gx_n).*(Gx_m-Gx_n)+(Gy_m-Gy_n).*(Gy_m-Gy_n))*R;% =-G'μÄÖμ
if PCType==1|PCType==2
    na=find(GR_mat==0);%ÖÖ³ö·ÇÁãÔªËØ
    GR_mat(na)=1;
    ek_mat=ekc*besselj(1,GR_mat)./GR_mat;
    ek_mat(na)=ek0;
end
if PCType==3
    % na=find(GR_mat==0);
    GR_mat(na)=1;
    k_mat=cos((Gx_m-Gx_n).*a/2+(Gy_m-
Gy_n).*a*sqrt(3)/6).*ekc.*besselj(1,G_mat)./GR_mat;
    ek_mat(na)=ek0;
end
%toc
%tic

Point=zeros(Ktype+1,2);
if PCType==1 %
    Point(1,:)= [0,0]; %Gama Point
    Point(2,:)= [b1(1)/2,0]; %X Point
```



Annexe A

```
Point(3,:)=[(b1(1)+b2(1))/2,(b1(2)+b2(2))/2]; %M point
Point(4,:)=[0,0]; %Gama Point
end
if PCType==2|PCType==3 % Point(1,:)=[0,0]; %Gama Point
Point(2,:)=[0,b2(2)/2]; %M
Point(3,:)=[b2(2)*sqrt(3)/6,b2(2)/2]; % K point
Point(4,:)=[0,0]; %Gama Point
end

%.
K1=[];
K2=[];
for ktnum=1:Ktype
K1temp=linspace(Point(ktnum,1),Point(ktnum+1,1),Keach+1);
K2temp=linspace(Point(ktnum,2),Point(ktnum+1,2),Keach+1);
K1=[K1,K1temp(1:Keach)];
K2=[K2,K2temp(1:Keach)];
end
disp('Dielectric constant FT--- END')
disp('-----')
%-----

disp('Eigen value calculations--- BEGIN')

eigval=[]; %

for knum=1:NumberK
disp(strcat('---K vector No.',num2str(knum),'---',num2str(NumberK)))
kx=K1(knum);
ky=K2(knum);
%tic

if (TEorTM==0)
%TE part
KGmn_mat=(kx-Gx_m).*(kx-Gx_n)+(ky-Gy_m).*(ky-Gy_n);
H=KGmn_mat.*ek_mat;
else
%TM =
KGmn_mat=sqrt((kx-Gx_m).^2+(ky-Gy_m).^2).*sqrt((kx-Gx_n).^2+(ky-Gy_n).^2);
H=KGmn_mat.*ek_mat;

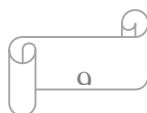
end

eigvalue=sort(eig(H));
eigval=[eigval,eigvalue(1:NEIG)];
end

eigval=[eigval,eigval(:,1)];
eigval=sqrt(eigval)*a*0.5/pi;
eigval=real(eigval); %

disp('Eigen value calculation0s--- END')
disp('-----')
%-----

% Plot les figures
%x=linspace(0,10,NumberK+1);
for m=1:Ktype
```



Annexe A

```
D(m)=sqrt((Point(m+1,1)-Point(m,1))^2+(Point(m+1,2)-Point(m,2))^2);
xtemp(m,:)=linspace(0,D(m),Keach+1);
end
x=xtemp(1,1:Keach);
Dtotal=0;
for m=2:Ktype
    Dtotal=Dtotal+D(m-1);
    x=[x,xtemp(m,1:Keach)+Dtotal];
end
x=[x,xtemp(Ktype,Keach+1)+Dtotal];
x=x/max(x);

MaxB=0.8;
x1=x(Keach+1);
x2=x(Keach*2+1);

figure(1);
%clf;

h=plot(x,eigval,'r-',[x1 x1],[0 MaxB],'k:',[x2 x2],[0 MaxB],'k:');
set(h,'LineWidth',2.0);

if (TEorTM==0)
    amax= max(eigval(1,:))%%%%%%%%%%
    amin=min(eigval(2,:))%%%%%%%%%%
    center=(amax+amin)/2%%%%%%%%%%
    %line(x+.006,center*ones(1,19),'lineWidth',53,'color',[.8 .8]);%%%%%%%%%%
    %legend('Modes TE',2);
else
    amax= max(eigval(2,:))%%%%%%%%%%
    amin=min(eigval(3,:))%%%%%%%%%%
    center=(amax+amin)/2%%%%%%%%%%
    %line(x+.006,center*ones(1,19),'lineWidth',7,'color',[.8 .8]);%%%%%%%%%%
    %legend('Modes TM ',3);
end

if (TEorTM==0)
    %legend('modes TE ',4);
else
    %legend('modes TM ',4);
end

axis([0 1 0 MaxB]);
h=ylabel(' Frequence (a/\lambda)');
set(h,'FontSize',14);
if (PCType==1)
    ttitletext=strcat('Square Lattice (ea=',num2str(ea),', eb=',num2str(eb),', R=',num2str(R),')');
    text(x(1)-0.02,-0.03, '\Gamma','FontSize',14)
    text(x1-0.02,-0.03, 'X','FontSize',14)
```

Annexe A

```
text(x2-0.02,-0.03, 'M','FontSize',14)
text(x(Keach*Ktype+1)-0.02,-0.03, '\Gamma','FontSize',14)

end
if (PCType==2)
    titletext=strcat('Réseau triangulaire (ea=',num2str(ea),', eb=',num2str(eb),',
R=',num2str(R),')');
    text(x(1)-0.02,-0.03, '\Gamma','FontSize',14)
    text(x1-0.02,-0.03, 'M','FontSize',14)

    text(x2-0.02,-0.03, 'K','FontSize',14) %
    text(x(Keach*Ktype+1)-0.02,-0.03, '\Gamma','FontSize',14)
end
if (PCType==3)
    titletext=strcat('Honeycomb Lattice (ea=',num2str(ea),', eb=',num2str(eb),',
R=',num2str(R),')');
    text(x(1)-0.02,-0.03, '\Gamma','FontSize',14)
    text(x1-0.02,-0.03, 'K','FontSize',14)
    text(x2-0.02,-0.03, 'M','FontSize',14)
    text(x(Keach*Ktype+1)-0.02,-0.03, '\Gamma','FontSize',14)
end
h=title(titletext);
set(h,'FontSize',14);
set(gca,'xtick',[]);

%enregistrement les donner
if (TEorTM==0)
    save datate.mat x ea eb R PCType MaxB Keach eigval;
else
    save datatm.mat x ea eb R PCType MaxB Keach eigval;
end
```

Annexe B.

Annexe B

Programme de simulation FDTD Non linéaire.

```
function HzSH=NL_FDTD_TE();
%
% |insetion du champ | (2) |Propagation du | (3)
% (1) |fondamental F |----->|champ fontamental |-----> E FF
% | | |avec la FDTD usuel |
% | | | | (TM) |
% | | |
% | (4) |
% | ?
% |Calcul dans sources non linéaires |
% |P2 à l'aide de la distribution |
% |du champ fondamental (3-2) |
% | |
% | (5) |
% | ?
% |Propagation du champ second | (6)
% |harmonique avec la FDTD modufiée |-----> E SH
% | (3-5) et (3-6) ( mode TE ) |
% | |

clear;
%tic

W=0.645; %

WaveGuide=1; %
IsMovie=0; %
IsFigure=1; %
WantToSeeEp=1; %
%paramètre de controle

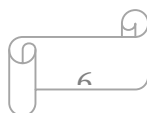
MLatx=14; % x direction.
MLaty=14; %y direction.

Nmlat=21; %nombre de cellule.
%
if mod(Nmlat,2)==0
    Nmlat=Nmlat+1;
end %

NTx=MLatx*Nmlat+1; % x axis.
NTy=MLaty*Nmlat+1; %y axis.

if WaveGuide==1
    Nrow=4; %colonne entre de PML et guide d'inde.
end

NPML=12; %
```



Annexe B

```
NTimeSteps=1000; %Temp totale

Meach=20; %
R=0.2; %
ea=11.4; %

Zmax=0.6; %
Colormax=0.6; %T

% les constantes
mu0=4*pi*1.0e-7; %Epsilon Zero,
e0=8.85*1e-12; %Mu Zero,
c=1/sqrt(mu0*e0); %.
factor=mu0/e0; %
%

a=1;%e-6; Um %
W=W*(2*pi*c/a); %frequence en Mhertz

Dx=a/NMlat; %Delta x.
Dy=Dx; %Delta y.
Dt=1/sqrt(1/(Dx*Dx)+1/(Dy*Dy))/c; %
%tic
%
Ep=ones(NTx-1,NTy-1)*e0;

Ep_cell=ones(NMlat,NMlat)*e0;
x=-(NMlat-1)/2*Dx:Dx:(NMlat-1)/2*Dx;
[X,Y]=meshgrid(x);
X=X';
Y=Y';
flag=find(sqrt(X.^2+Y.^2)<R);
Ep_cell(flag)=e0*ea;
Ep=repmat(Ep_cell,MLatx,MLaty);

if WaveGuide==1
    eb=1; %
    Ep(1:(MLatx)*NMlat,Nrow*(NMlat/2+3*Nrow):Nrow*(NMlat/2+3*Nrow+5))=e0*eb;
    % Ep(1:(MLatx-Nrow)*NMlat,Nrow*Nmlat+1:(Nrow+1)*NMlat)=e0*eb;
    % Ep((MLatx-Nrow-1)*NMlat+1:(MLatx-Nrow)*NMlat,Nrow*Nmlat+1:MLaty*NMlat)=e0*eb;
    % Ep((MLatx-Nrow-1)*NMlat+1:(MLatx-
Nrow)*NMlat,Nrow*Nmlat+1:(Nrow+1)*NMlat)=Ep_cell;
    % Ep((MLatx-Nrow-2)*NMlat+1:(MLatx-Nrow-
1)*NMlat,(Nrow+1)*NMlat+1:(Nrow+2)*NMlat)=e0*eb;
end
%toc

if WantToSeeEp==1

    x=0:Dx:(NMlat*MLatx-1)*Dx;
    x=x-(NMlat*MLatx-1)*Dx/2;
    y=0:Dy:(NMlat*MLaty-1)*Dy;
    y=y-(NMlat*MLaty-1)*Dy/2;
    [X,Y]=meshgrid(x,y);
    X=X';
    Y=Y';

    % surf(X,Y,Ep/e0);
    % shading interp;
    % view(0,90);
```

Annexe B

```
% axis([min(x), max(x),min(y), max(y)])
% axis off;
% disp('Press any key to continue...');
% pause
end
%End of defining the Ep.
if IsFigure==1
    x=0:Dx:(NMLat*MLatx-1+2*NPML)*Dx;
    x=x-(NMLat*MLatx-1+2*NPML)*Dx/2;
    y=0:Dy:(NMLat*MLaty-1+2*NPML)*Dy;
    y=y-(NMLat*MLaty-1+2*NPML)*Dy/2;
    [X,Y]=meshgrid(x,y);
    X=X';
    Y=Y';
end

%Ez, Ex, Ey.
Hz=zeros (NTx-1,NTy-1);
Ex=zeros (NTx-1,NTy);
Ey=zeros (NTx,NTy-1);
P=zeros (NTx-1,NTy-1);
%
n=4; %
R=1e-10;
Delta=NPML*Dx;
SigmaMax=- (n+1) *e0*c*log (R) / (Delta*2);
NUM=NPML*2:-1:1;

SigmaMax=SigmaMax* ((NUM*Dx/2+Dx/2) .^(n+1) - (NUM*Dx/2-Dx/2) .^(n+1)) / (Delta^n*Dx*(n+1));
SigmaY=SigmaMax;
SigmaBound=SigmaMax*(Dx/2) .^(n+1) / (Delta^n*Dx*(n+1));

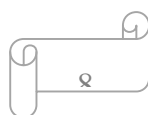
HxzPML1=zeros (NPML, NPML);
HzyPML1=zeros (NPML, NPML);
ExpML1=zeros (NPML, NPML);
EyPML1=zeros (NPML, NPML); %Zone 1

Sigma_x1=repmat (SigmaMax (2:2:NPML*2) ', 1, NPML);
Sigma_x2=repmat (SigmaMax (2:2:NPML*2) ', 1, NPML);
Sigma_y1=repmat (SigmaMax (1:2:NPML*2-1) ', 1, NPML);
Sigma_y2=fliplr (repmat (SigmaMax (2:2:NPML*2) , NPML, 1));
Sigma_y3=fliplr (repmat (SigmaMax (1:2:NPML*2-1) , NPML, 1));
Sigma_y4=fliplr (repmat (SigmaMax (2:2:NPML*2) , NPML, 1)); %Zone 1

HxzPML2=zeros (NPML, NPML);
HzyPML2=zeros (NPML, NPML);
ExpML2=zeros (NPML, NPML);
EyPML2=zeros (NPML, NPML); %Zone 2

Sigma_z1=flipud (Sigma_x1);
Sigma_z2=flipud (Sigma_x2);
Sigma_z3=flipud (Sigma_y1);
Sigma_z4=Sigma_y2;
Sigma_z5=Sigma_y3;
Sigma_z6=Sigma_y4; %Zone 2

HxzPML3=zeros (NPML, NPML);
HzyPML3=zeros (NPML, NPML);
ExpML3=zeros (NPML, NPML);
```



Annexe B

```
EyPML3=zeros (NPML,NPML); %Zone 3

Sigmax_z3=Sigmax_z1;
Sigmax_x3=Sigmax_x1;
Sigmax_y3=Sigmax_y1;
Sigmay_z3=fliplr(Sigmay_z1);
Sigmay_x3=fliplr(Sigmay_x1);
Sigmay_y3=fliplr(Sigmay_y1); %Zone 3

HxzPML4=zeros (NPML,NPML);
HzyPML4=zeros (NPML,NPML);
ExPML4=zeros (NPML,NPML);
EyPML4=zeros (NPML,NPML); %Zone 4

Sigmax_z4=flipud(Sigmax_z1);
Sigmax_x4=flipud(Sigmax_x1);
Sigmax_y4=flipud(Sigmax_y1);
Sigmay_z4=fliplr(Sigmay_z1);
Sigmay_x4=fliplr(Sigmay_x1);
Sigmay_y4=fliplr(Sigmay_y1); %Zone 4

HxzPMLA=zeros (NTx-1,NPML);
HzyPMLA=zeros (NTx-1,NPML);
ExPMLA=zeros (NTx-1,NPML);
EyPMLA=zeros (NTx,NPML); %Zone A

Sigmay_zA= repmat (Sigmay_z1 (1,:),NTx-1,1);
Sigmay_xA= repmat (Sigmay_x1 (1,:),NTx-1,1);
Sigmay_yA= repmat (Sigmay_y1 (1,:),NTx,1); %Zone A

HxzPMLB=zeros (NTx-1,NPML);
HzyPMLB=zeros (NTx-1,NPML);
ExPMLB=zeros (NTx-1,NPML);
EyPMLB=zeros (NTx,NPML); %Zone B

Sigmay_zB= fliplr (Sigmay_zA);
Sigmay_xB= fliplr (Sigmay_xA);
Sigmay_yB= fliplr (Sigmay_yA); %Zone B

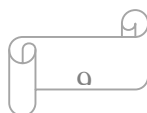
HxzPMLC=zeros (NPML,NTy-1);
HzyPMLC=zeros (NPML,NTy-1);
ExPMLC=zeros (NPML,NTy);
EyPMLC=zeros (NPML,NTy-1); %Zone C

Sigmax_zC= repmat (flipud (Sigmay_z1 (1,:))',1,NTy-1);
Sigmax_xC= repmat (flipud (Sigmay_x1 (1,:))',1,NTy);
Sigmax_yC= repmat (flipud (Sigmay_y1 (1,:))',1,NTy-1); %Zone C

HxzPMLD=zeros (NPML,NTy-1);
HzyPMLD=zeros (NPML,NTy-1);
ExPMLD=zeros (NPML,NTy);
EyPMLD=zeros (NPML,NTy-1); %Zone D

Sigmax_zD= flipud (Sigmax_zC);
Sigmax_xD= flipud (Sigmax_xC);
Sigmax_yD= flipud (Sigmax_yC); %Zone D

if IsMovie==1
```



Annexe B

```
Movie=moviein(NTimeSteps/Meach+1);
Mnum=1;
HzSH=[HzxPML3+HzyPML3, HzxPMLC+HzyPMLC, HzxPML1+HzyPML1;
      HzxPMLB+HzyPMLB, Hz, HzxPMLA+HzyPMLA;
      HzxPML4+HzyPML4, HzxPMLD+HzyPMLD, HzxPML2+HzyPML2];
ExAll=[ExPML3, ExPMLC, ExPML1; ExPMLB, Ex, ExPMLA; ExPML4, ExPMLD, ExPML2];
EyAll=[EyPML3, EyPMLC, EyPML1; EyPMLB, Ey, EyPMLA; EyPML4, EyPMLD, EyPML2];

% figure(1)
% surf(X,Y,real(HzSH))
% shading interp;
% axis([-0.5*a*MLatx-Dx*NPML 0.5*a*MLatx+Dx*NPML -0.5*a*MLaty-Dx*NPML
0.5*a*MLaty+Dx*NPML -Zmax Zmax])
% xlabel('Ez');
% Movie(:,1)=getframe;
end

if WaveGuide==1
    Npy=NMLat*Nrow+round((NMLat+1)/2);
    Npx=NMLat*Nrow+round((NMLat+1)/2);
else
    Npx=round(NTx/2);
    Npy=round(NTy/2);
end

expboundary=exp(-SigmaBound*Dt/e0);

tic
EzAll=FDTD_Usuel;
x=1:NTimeSteps;
for m=1:NTimeSteps
    %tic
    % Pz1=e0*Sux_2*EzAll.*EzAll;
    Ex(:,2:NTy-1)=Ex(:,2:NTy-1)+Dt*(Hz(:,2:NTy-1)-Hz(:,1:NTy-2))/(Dy*e0);
    Ey(2:NTx-1,:)=Ey(2:NTx-1,:)-Dt*(Hz(2:NTx-1,:)-Hz(1:NTx-2,:))/(Dx*e0);

    Ex(:,NTy)=expboundary*Ex(:,NTy)-(1-expboundary)*...
    (HzxPMLA(:,1)+HzyPMLA(:,1)-Hz(:,NTy-1))/(SigmaBound*factor*Dy);
% A
    Ex(:,1)=expboundary*Ex(:,1)-(1-expboundary)*...
    (Hz(:,1)-HzxPMLB(:,NPML)-HzyPMLB(:,NPML))/(SigmaBound*factor*Dy);
% B

    Ey(1,:)=expboundary*Ey(1,)+(1-expboundary)*...
    (Hz(1,:)-HzxPMLC(NPML,:)-HzyPMLC(NPML,:))/(SigmaBound*factor*Dx);
%C
    Ey(NTx,:)=expboundary*Ey(NTx,:)+(1-expboundary)*...
    (HzxPMLD(1,:)+HzyPMLD(1,:)-Hz(NTx-1,:))/(SigmaBound*factor*Dx);
% D

    %Pour ZONE A.
%E compossant.
    ExPMLA(:,1:NPML-1)=exp(-Sigma_y_xA(:,1:NPML-1)*Dt/e0).*ExPMLA(:,1:NPML-1)-...
    (1-exp(-Sigma_y_xA(:,1:NPML-1)*Dt/e0))./(Sigma_y_xA(:,1:NPML-1)*factor*Dy).*...
    (HzxPMLA(:,2:NPML)+HzyPMLA(:,2:NPML)-HzxPMLA(:,1:NPML-1)-HzyPMLA(:,1:NPML-
1));

    EyPMLA(2:NTx-1,:)=EyPMLA(2:NTx-1,:)+...
```

Annexe B

```
Dt*(HzzPMLA(2:NTx-1, :)+HzyPMLA(2:NTx-1, :)-HzzPMLA(1:NTx-2, :)-HzyPMLA(1:NTx-2, :))/(e0*Dx);

EyPMLA(1, :)=expboundary*EyPMLA(1, :)+(1-expboundary)*...
(HzzPMLA(1, :)+HzyPMLA(1, :)-HzzPML1(NPML, :)-
HzyPML1(NPML, :))/(SigmaBound*factor*Dx); %
EyPMLA(NTx, :)=expboundary*EyPMLA(NTx, :)+(1-expboundary)*...
(HzzPML2(1, :)+HzyPML2(1, :)-HzzPMLA(NTx-1, :)-HzyPMLA(NTx-1, :))/(SigmaBound*factor*Dx); %
ExpMLA(:, NPML)=ExpMLA(:, NPML-1); %

% B.
%E
ExpMLB(:, 2:NPML)=exp(-Sigmay_xB(:, 2:NPML)*Dt/e0).*ExpMLB(:, 2:NPML)-...
(1-exp(-Sigmay_xB(:, 2:NPML)*Dt/e0))./(Sigmay_xB(:, 2:NPML)*factor*Dy).*...
(HzzPMLB(:, 2:NPML)+HzyPMLB(:, 2:NPML)-HzzPMLB(:, 1:NPML-1)-HzyPMLB(:, 1:NPML-1));

EyPMLB(2:NTx-1, :)=EyPMLB(2:NTx-1, :)+...
Dt*(HzzPMLB(2:NTx-1, :)+HzyPMLB(2:NTx-1, :)-HzzPMLB(1:NTx-2, :)-HzyPMLB(1:NTx-2, :))/(e0*Dx);

EyPMLB(1, :)=expboundary*EyPMLB(1, :)+(1-expboundary)*...
(HzzPMLB(1, :)+HzyPMLB(1, :)-HzzPML3(NPML, :)-
HzyPML3(NPML, :))/(SigmaBound*factor*Dx); %
EyPMLB(NTx, :)=expboundary*EyPMLB(NTx, :)+(1-expboundary)*...
(HzzPML4(1, :)+HzyPML4(1, :)-HzzPMLB(NTx-1, :)-HzyPMLB(NTx-1, :))/(SigmaBound*factor*Dx); %
ExpMLB(:, 1)=ExpMLB(:, 2); %
% ZONE C.
%E
ExpMLC(:, 2:NTy-1)=ExpMLC(:, 2:NTy-1)-...
Dt*(HzzPMLC(:, 2:NTy-1)+HzyPMLC(:, 2:NTy-1)-HzzPMLC(:, 1:NTy-2)-HzyPMLC(:, 1:NTy-2))/(e0*Dy);

EyPMLC(2:NPML, :)=exp(-Sigmax_yC(2:NPML, :)*Dt/e0).*EyPMLC(2:NPML, :)+...
(1-exp(-Sigmax_yC(2:NPML, :)*Dt/e0))./(Sigmax_yC(2:NPML, :)*factor*Dx).*...
(HzzPMLC(2:NPML, :)+HzyPMLC(2:NPML, :)-HzzPMLC(1:NPML-1, :)-HzyPMLC(1:NPML-1, :));

ExpMLC(:, 1)=expboundary*ExpMLC(:, 1)-(1-expboundary)*...
(HzzPMLC(:, 1)+HzyPMLC(:, 1)-HzzPML3(:, NPML)-
HzyPML3(:, NPML))/(SigmaBound*factor*Dy); %
ExpMLC(:, NTy)=expboundary*ExpMLC(:, NTy)-(1-expboundary)*...
(HzzPML1(:, 1)+HzyPML1(:, 1)-HzzPMLC(:, NTy-1)-HzyPMLC(:, NTy-1))/(SigmaBound*factor*Dy); %Boundary Upper
EyPMLC(1, :)=EyPMLC(2, :); %

% ZONE D.
%E
ExpMLD(:, 2:NTy-1)=ExpMLD(:, 2:NTy-1)-...
Dt*(HzzPMLD(:, 2:NTy-1)+HzyPMLD(:, 2:NTy-1)-HzzPMLD(:, 1:NTy-2)-HzyPMLD(:, 1:NTy-2))/(e0*Dy);

EyPMLD(1:NPML-1, :)=exp(-Sigmax_yD(1:NPML-1, :)*Dt/e0).*EyPMLD(1:NPML-1, :)+...
(1-exp(-Sigmax_yD(1:NPML-1, :)*Dt/e0))./(Sigmax_yD(1:NPML-1, :)*factor*Dx).*...
(HzzPMLD(2:NPML, :)+HzyPMLD(2:NPML, :)-HzzPMLD(1:NPML-1, :)-HzyPMLD(1:NPML-1, :));
```

Annexe B

```
ExpPMLD(:,1)=expboundary*ExpPMLD(:,1)-(1-expboundary)*...
    (HxzPMLD(:,1)+HzyPMLD(:,1)-HxzPML4(:,NPML)-
HzyPML4(:,NPML))/(SigmaBound*factor*Dy); %Boundary Down
ExpPMLD(:,NTy)=expboundary*ExpPMLD(:,NTy)-(1-expboundary)*...
    (HxzPML2(:,1)+HzyPML2(:,1)-HxzPMLD(:,NTy-1)-HzyPMLD(:,NTy-
1)))/(SigmaBound*factor*Dy); %Boundary Upper
EyPMLD(NPML,:)=EyPMLD(NPML-1,:); %Boundary Right;

% 1.
%E
ExpPML1(:,1:NPML-1)=exp(-Sigmay_x1(:,1:NPML-1)*Dt/e0).*ExpPML1(:,1:NPML-1)-...
    (1-exp(-Sigmay_x1(:,1:NPML-1)*Dt/e0))./(Sigmay_x1(:,1:NPML-1)*factor*Dy).*...
    (HxzPML1(:,2:NPML)+HzyPML1(:,2:NPML)-HxzPML1(:,1:NPML-1)-HzyPML1(:,1:NPML-
1));
ExpPML1(:,NPML)=ExpPML1(:,NPML-1);

EyPML1(2:NPML,:)=exp(-Sigmax_y1(2:NPML,:)*Dt/e0).*EyPML1(2:NPML,:)+...
    (1-exp(-Sigmax_y1(2:NPML,:)*Dt/e0))./(Sigmax_y1(2:NPML,:)*factor*Dx).*...
    (HxzPML1(2:NPML,:)+HzyPML1(2:NPML,:)-HxzPML1(1:NPML-1,:)-HzyPML1(1:NPML-
1,));
EyPML1(1,:)=EyPML1(2,:);

%ZONE 2.
%E
ExpPML2(:,1:NPML-1)=exp(-Sigmay_x2(:,1:NPML-1)*Dt/e0).*ExpPML2(:,1:NPML-1)-...
    (1-exp(-Sigmay_x2(:,1:NPML-1)*Dt/e0))./(Sigmay_x2(:,1:NPML-1)*factor*Dy).*...
    (HxzPML2(:,2:NPML)+HzyPML2(:,2:NPML)-HxzPML2(:,1:NPML-1)-HzyPML2(:,1:NPML-
1));
ExpPML2(:,NPML)=ExpPML2(:,NPML-1);

EyPML2(1:NPML-1,:)=exp(-Sigmax_y2(1:NPML-1,:)*Dt/e0).*EyPML2(1:NPML-1,:)+...
    (1-exp(-Sigmax_y2(1:NPML-1,:)*Dt/e0))./(Sigmax_y2(1:NPML-1,:)*factor*Dx).*...
    (HxzPML2(2:NPML,:)+HzyPML2(2:NPML,:)-HxzPML2(1:NPML-1,:)-HzyPML2(1:NPML-
1,));
EyPML2(NPML,:)=EyPML2(NPML-1,:); %gauche;

%ZONE 3.
%E
EyPML3(2:NPML,:)=exp(-Sigmax_y3(2:NPML,:)*Dt/e0).*EyPML3(2:NPML,:)+...
    (1-exp(-Sigmax_y3(2:NPML,:)*Dt/e0))./(Sigmax_y3(2:NPML,:)*factor*Dx).*...
    (HxzPML3(2:NPML,:)+HzyPML3(2:NPML,:)-HxzPML3(1:NPML-1,:)-HzyPML3(1:NPML-
1,));
EyPML3(1,:)=EyPML3(2,:); %gauche;

ExpPML3(:,2:NPML)=exp(-Sigmay_x3(:,2:NPML)*Dt/e0).*ExpPML3(:,2:NPML)-...
    (1-exp(-Sigmay_x3(:,2:NPML)*Dt/e0))./(Sigmay_x3(:,2:NPML)*factor*Dy).*...
    (HxzPML3(:,2:NPML)+HzyPML3(:,2:NPML)-HxzPML3(:,1:NPML-1)-HzyPML3(:,1:NPML-
1));
ExpPML3(:,1)=ExpPML3(:,2); %fond;

%ZONE 4.
%E
ExpPML4(:,2:NPML)=exp(-Sigmay_x4(:,2:NPML)*Dt/e0).*ExpPML4(:,2:NPML)-...
    (1-exp(-Sigmay_x4(:,2:NPML)*Dt/e0))./(Sigmay_x4(:,2:NPML)*factor*Dy).*...
    (HxzPML4(:,2:NPML)+HzyPML4(:,2:NPML)-HxzPML4(:,1:NPML-1)-HzyPML4(:,1:NPML-
1));
ExpPML4(:,1)=ExpPML4(:,2); %fond;

EyPML4(1:NPML-1,:)=exp(-Sigmax_y4(1:NPML-1,:)*Dt/e0).*EyPML4(1:NPML-1,:)+...
```

Annexe B

```
(1-exp(-Sigmax_y4(1:NPML-1, :)*Dt/e0))./(Sigmax_y4(1:NPML-1, :)*factor*Dx).*...
(HzxPML4(2:NPML, :)+HzyPML4(2:NPML, :)-HzxPML4(1:NPML-1, :)-HzyPML4(1:NPML-
1, :));
EyPML4(NPML, :)=EyPML4(NPML-1, :); %Boundary Right;

%
%Hz_SH .
Pz=e0*sux_2*EzAll*EzAll;
P=Pz(1:294, 1:294)-P;
Hz=Hz-Dt*((Ey(2:NTx, 1:NTy-1)-Ey(1:NTx-1, 1:NTy-1))/Dx+...
          (Ex(1:NTx-1, 2:NTy)-Ex(1:NTx-1, 1:NTy-1))/Dy)/mu0-P/e0;
%.

% source

Hz(1, Npy-(Nmlat-1)/2:Npy+(Nmlat-1)/2)=Hz(1, Npy-(Nmlat-1)/2:Npy+(Nmlat-1)/2)+
x(m).*sin(W*m*Dt); %*exp(-(m*W*Dt-3)^2);
%fin de Source

%ZONE A.
%Hz
HzxPMLA=HzxPMLA+Dt*(EyPMLA(2:NTx, :)-EyPMLA(1:NTx-1, :))/(mu0*Dx);
HzyPMLA(:, 2:NPML)=exp(-Sigmay_zA(:, 2:NPML)*Dt/mu0).*HzyPMLA(:, 2:NPML)-...
(1-exp(-Sigmay_zA(:, 2:NPML)*Dt/mu0))./(Sigmay_zA(:, 2:NPML)*Dy).*...
(ExpMLA(:, 2:NPML)-ExpMLA(:, 1:NPML-1));
HzyPMLA(:, 1)=exp(-Sigmay_zA(:, 1)*Dt/mu0).*HzyPMLA(:, 1)-...
(1-exp(-Sigmay_zA(:, 1)*Dt/mu0))./(Sigmay_zA(:, 1)*Dy).*...
(ExpMLA(:, 1)-Ex(:, NTy));

%ZONE B.
%Ez .
HzxPMLB=HzxPMLB+Dt*(EyPMLB(2:NTx, :)-EyPMLB(1:NTx-1, :))/(mu0*Dx);
HzyPMLB(:, 1:NPML-1)=exp(-Sigmay_zB(:, 1:NPML-1)*Dt/mu0).*HzyPMLB(:, 1:NPML-1)-...
(1-exp(-Sigmay_zB(:, 1:NPML-1)*Dt/mu0))./(Sigmay_zB(:, 1:NPML-1)*Dy).*...
(ExpMLB(:, 2:NPML)-ExpMLB(:, 1:NPML-1));
HzyPMLB(:, NPML)=exp(-Sigmay_zB(:, NPML)*Dt/mu0).*HzyPMLB(:, NPML)-...
(1-exp(-Sigmay_zB(:, NPML)*Dt/mu0))./(Sigmay_zB(:, NPML)*Dy).*...
(Ex(:, 1)-ExpMLB(:, NPML));

% ZONE C.
%Ez
HzxPMLC(1:NPML-1, :)=exp(-Sigmax_zC(1:NPML-1, :)*Dt/mu0).*HzxPMLC(1:NPML-1, :)+...
(1-exp(-Sigmax_zC(1:NPML-1, :)*Dt/mu0))./(Sigmax_zC(1:NPML-1, :)*Dx).*...
(EyPMLC(2:NPML, :)-EyPMLC(1:NPML-1, :));
HzxPMLC(NPML, :)=exp(-Sigmax_zC(NPML, :)*Dt/mu0).*HzxPMLC(NPML, :)+...
(1-exp(-Sigmax_zC(NPML, :)*Dt/mu0))./(Sigmax_zC(NPML, :)*Dx).*...
(Ey(1, :)-EyPMLC(NPML, :));
HzyPMLC=HzyPMLC-Dt*(ExpMLC(:, 2:NTy)-ExpMLC(:, 1:NTy-1))/(mu0*Dy);

%ZONE D.
%Hz
HzxPMLD(2:NPML, :)=exp(-Sigmax_zD(2:NPML, :)*Dt/mu0).*HzxPMLD(2:NPML, :)+...
(1-exp(-Sigmax_zD(2:NPML, :)*Dt/mu0))./(Sigmax_zD(2:NPML, :)*Dx).*...
(EyPMLD(2:NPML, :)-EyPMLD(1:NPML-1, :));
HzxPMLD(1, :)=exp(-Sigmax_zD(1, :)*Dt/mu0).*HzxPMLD(1, :)+...
(1-exp(-Sigmax_zD(1, :)*Dt/mu0))./(Sigmax_zD(1, :)*Dx).*...
(EyPMLD(1, :)-Ey(NTx, :));
HzyPMLD=HzyPMLD-Dt*(ExpMLD(:, 2:NTy)-ExpMLD(:, 1:NTy-1))/(mu0*Dy);
```

Annexe B

```
%ZONE 1.
%Hz
HzzPML1(1:NPML-1,:)=exp(-Sigmax_z1(1:NPML-1,:)*Dt/mu0).*HzzPML1(1:NPML-1,:)+...
    (1-exp(-Sigmax_z1(1:NPML-1,:)*Dt/mu0))./(Sigmax_z1(1:NPML-1,:)*Dx).*...
    (EyPML1(2:NPML,:)-EyPML1(1:NPML-1,:));
HzzPML1(NPML,:)=exp(-Sigmax_z1(NPML,:)*Dt/mu0).*HzzPML1(NPML,:)+...
    (1-exp(-Sigmax_z1(NPML,:)*Dt/mu0))./(Sigmax_z1(NPML,:)*Dx).*...
    (EyPMLA(1,:)-EyPML1(NPML,:));
HzyPML1(:,2:NPML)=exp(-Sigmay_z1(:,2:NPML)*Dt/mu0).*HzyPML1(:,2:NPML)-...
    (1-exp(-Sigmay_z1(:,2:NPML)*Dt/mu0))./(Sigmay_z1(:,2:NPML)*Dy).*...
    (ExpML1(:,2:NPML)-ExpML1(:,1:NPML-1));
HzyPML1(:,1)=exp(-Sigmay_z1(:,1)*Dt/mu0).*HzyPML1(:,1)-...
    (1-exp(-Sigmay_z1(:,1)*Dt/mu0))./(Sigmay_z1(:,1)*Dy).*...
    (ExpML1(:,1)-ExpMLC(:,NTy));

%ZONE 2.
%Hz
HzzPML2(2:NPML,:)=exp(-Sigmax_z2(2:NPML,:)*Dt/mu0).*HzzPML2(2:NPML,:)+...
    (1-exp(-Sigmax_z2(2:NPML,:)*Dt/mu0))./(Sigmax_z2(2:NPML,:)*Dx).*...
    (EyPML2(2:NPML,:)-EyPML2(1:NPML-1,:));
HzzPML2(1,:)=exp(-Sigmax_z2(1,:)*Dt/mu0).*HzzPML2(1,:)+...
    (1-exp(-Sigmax_z2(1,:)*Dt/mu0))./(Sigmax_z2(1,:)*Dx).*...
    (EyPML2(1,:)-EyPMLA(NTx,:));
HzyPML2(:,2:NPML)=exp(-Sigmay_z2(:,2:NPML)*Dt/mu0).*HzyPML2(:,2:NPML)-...
    (1-exp(-Sigmay_z2(:,2:NPML)*Dt/mu0))./(Sigmay_z2(:,2:NPML)*Dy).*...
    (ExpML2(:,2:NPML)-ExpML2(:,1:NPML-1));
HzyPML2(:,1)=exp(-Sigmay_z2(:,1)*Dt/mu0).*HzyPML2(:,1)-...
    (1-exp(-Sigmay_z2(:,1)*Dt/mu0))./(Sigmay_z2(:,1)*Dy).*...
    (ExpML2(:,1)-ExpMLD(:,NTy));

%ZONE 3.
%Hz
HzzPML3(1:NPML-1,:)=exp(-Sigmax_z3(1:NPML-1,:)*Dt/mu0).*HzzPML3(1:NPML-1,:)+...
    (1-exp(-Sigmax_z3(1:NPML-1,:)*Dt/mu0))./(Sigmax_z3(1:NPML-1,:)*Dx).*...
    (EyPML3(2:NPML,:)-EyPML3(1:NPML-1,:));
HzzPML3(NPML,:)=exp(-Sigmax_z3(NPML,:)*Dt/mu0).*HzzPML3(NPML,:)+...
    (1-exp(-Sigmax_z3(NPML,:)*Dt/mu0))./(Sigmax_z3(NPML,:)*Dx).*...
    (EyPMLB(1,:)-EyPML3(NPML,:));

HzyPML3(:,1:NPML-1)=exp(-Sigmay_z3(:,1:NPML-1)*Dt/mu0).*HzyPML3(:,1:NPML-1)-...
    (1-exp(-Sigmay_z3(:,1:NPML-1)*Dt/mu0))./(Sigmay_z3(:,1:NPML-1)*Dy).*...
    (ExpML3(:,2:NPML)-ExpML3(:,1:NPML-1));
HzyPML3(:,NPML)=exp(-Sigmay_z3(:,NPML)*Dt/mu0).*HzyPML3(:,NPML)-...
    (1-exp(-Sigmay_z3(:,NPML)*Dt/mu0))./(Sigmay_z3(:,NPML)*Dy).*...
    (ExpMLC(:,1)-ExpML3(:,NPML));

%ZONE 4.
%Hz
HzzPML4(2:NPML,:)=exp(-Sigmax_z4(2:NPML,:)*Dt/mu0).*HzzPML4(2:NPML,:)+...
    (1-exp(-Sigmax_z4(2:NPML,:)*Dt/mu0))./(Sigmax_z4(2:NPML,:)*Dx).*...
    (EyPML4(2:NPML,:)-EyPML4(1:NPML-1,:));
HzzPML4(1,:)=exp(-Sigmax_z4(1,:)*Dt/mu0).*HzzPML4(1,:)+...
    (1-exp(-Sigmax_z4(1,:)*Dt/mu0))./(Sigmax_z4(1,:)*Dx).*...
    (EyPML4(1,:)-EyPMLB(NTx,:));
HzyPML4(:,1:NPML-1)=exp(-Sigmay_z4(:,1:NPML-1)*Dt/mu0).*HzyPML4(:,1:NPML-1)-...
    (1-exp(-Sigmay_z4(:,1:NPML-1)*Dt/mu0))./(Sigmay_z4(:,1:NPML-1)*Dy).*...
    (ExpML4(:,2:NPML)-ExpML4(:,1:NPML-1));
HzyPML4(:,NPML)=exp(-Sigmay_z4(:,NPML)*Dt/mu0).*HzyPML4(:,NPML)-...
    (1-exp(-Sigmay_z4(:,NPML)*Dt/mu0))./(Sigmay_z4(:,NPML)*Dy).*...
```

Annexe B

```
(ExpMLD(:,1)-ExpML4(:,NPML));

if mod(m,Meach)==1
m
if IsFigure==1
%
HzSH=[HzxPML3+HzypML3, HzxPMLC+HzypMLC, HzxPML1+HzypML1;
      HzxPMLB+HzypMLB, Hz, HzxPMLA+HzypMLA;
      HzxPML4+HzypML4, HzxPMLD+HzypMLD, HzxPML2+HzypML2];
ExAll=[ExpML3, ExpMLC, ExpML1; ExpMLB, Ex, ExpMLA; ExpML4, ExpMLD, ExpML2];
EyAll=[EypML3, EypMLC, EypML1; EypMLB, Ey, EypMLA; EypML4, EypMLD, EypML2];
figure (1);
clf

surf(X,Y,HZSH);
%caxis([-Colormax Colormax]);
shading interp;
axis([-0.5*a*MLatx-Dx*NPML      0.5*a*MLatx+Dx*NPML      -0.5*a*MLaty-Dx*NPML
0.5*a*MLaty+Dx*NPML])
title('Hz second harmonique');
if IsMovie==1
Mnum=Mnum+1;
Movie(:,Mnum)=getframe;
end
view(0,90);
axis off;
pause(0.2)
end
end
%toc
end

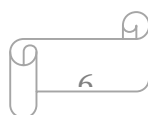
toc
end
```

Références bibliographiques

- [1] **E. Yablonovitch** "Inhibited spontaneous emission in solid states physics and electronic" Phys. Rev. Lett. 58, 2059 (1987).
- [2] **E. Yablonovitch** "Photonic Ban-Gap structure" J. Opt. Society, Vol 10, February 1993, pp.283-293
- [3] **E. Yablonovitch, T.J. Gmitter** "Photonic Band Structure" J. Opt. Society, Vol 9, September 1990, pp.1792-1800
- [4] **H. Roussel, V. Vigneras, W. Tabbara, J.P. Parneix** "Etude théorique et expérimentale de structures à Bande Photonique Interdite bidimensionnelle" JNM 99, Arcachon, 5-7 Mai 1999
- [5] **G. Tayeb, D. Maystre** "Rigorous theoretical study of finite size two dimensional photonic crystal doped by microcavities" J. Opt. Soc. Am. A 14 , p.3323-3332, 1997
- [6] **V. Vigneras, H. Roussel, J.P. Parneix, W. Tabbara** "Modélisation et mesure de la réponse électromagnétique de structures BIP bidimensionnelles" JNM 2001, Poitiers, 16-18 mai 2001
- [7] **P.R. Villeneuve, M. Piche** "Photonic band gap in two-dimensional square lattices: Square and Circular rods" Physical Review B, Vol. 46, 1992, pp. 4673
- [8] **M. Plihal, A.A. Maradudin** "Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice" Physical Review B, Vol. 44, October 1991, pp. 8565-8571
- [9] **D. Cassagne, C. Jouanin, D. Bertho** "Hexagonal photonic band gap structures" Physical Review B, Vol. 53, March 1996, pp. 7134-7141
- [10] **J.D.Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N.Winn, R.D.Meade**, "Photonic Crystals Molding the Flow of Light" 2nd Edition (Princeton, NJ: Princeton University Press) (1995).
- [11] **C. Kittel**, "Physique de L'état Solide", 7eme edn. (Dunod), Paris, (2005).
- [12] **K. Busch**, "Photonic band structure theory: assessment and perspectives" C.R. Physique 3, pp.53-66, (2002).
- [13] **D. Cassagne, C. Jouanin, D. Bertho** "Hexagonal photonic band gap structures" Physical Review B, Vol. 53, pp. 7134-7141, (1996).
- [14] **K. Sakoda**, "Optical properties of photonic crystals" Springer Series in Optical Sciences, Vol. 80, Springer-Verlag, Berlin, (2001).
- [15] **J.M. Lourtioz, H. Benesty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre et A. Tchelakov**, "Les cristaux photoniques ou la lumière en cage" Hermes Science, (2003).
- [16] **D. Gerard**, "Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nanostructurés : cristaux photoniques et tamis à photons" Thèse doctorat, Univ. De Bourgogne, (2004).

Références bibliographiques

- [17] **H. Roussel, V. Vigneras, W. Tabbara, J.P. Parneix** "Etude théorique et expérimentale de structures à Bande Photonique Interdite bidimensionnelle" JNM 99, Arcachon, (1999).
- [18] **B. Wild**, "Etude expérimentale des Propriétés Optiques des Cristaux Photoniques Bidimensionnels et de leur Accordabilité", thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, (2006).
- [19] **D. R. Smith, S. Schultz, N. Kroll, M. Sigalas, K. M. Ho and C. M. Soukoulis**, "Experimental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band-gap cavity", Applied Physics Letters, Vol. 65, (1994).
- [20] **F. Gadot**, "Modélisation et caractérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-Ondes", thèse de Doctorat, Univ. de Paris sud, (1999).
- [21] **S. L. McCall, P. M. Platzman, R. Dalichaouch, D. Smith et S. Schultz**, "Microwave propagation in two-dimensional dielectric lattices", Physical Review Letters, Vol. 67, pp. 2017-2020, (1991).
- [22] **Y. Merle**, "Etude de la dispersion électromagnétique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels", thèse de Doctorat, Univ. de Limoges, (2003).
- [23] **P. N. Butcher, and D. Cotter**, "The elements of nonlinear optics" Cambridge University Press (1990).
- [24] **I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane, and R. Ito** "Absolute scale of second order nonlinear optical coefficients", J. Opt. Soc. Am. B **14**, 2268 (1997).
- [25] **M. Ohashi, T. Kondo, R. Ito, S. Fukatsu, Y. Shiraki, K. Kumata, and S. S. Kano**, "Determination of quadratic nonlinear optical coefficient of Al_xGa_{1-x}As system by the method of reflected second harmonics" J. Appl. Phys. **74**, 596 (1993).
- [26] **H. J. Casey Jr, M. B. Panish**, "Laser heterostructures" Academic press New York (1978).
- [27] **A. Miller, D.A.B. Miller and S.D. Smith**, "Dynamic nonlinear optical processes in semiconductors", Adv. Phys. **30**, 697, (1981)
- [28] **J.-L. Oudar** "Nonlinear optics: materials and devices", Springer-Verlag, Berlin (1985).
- [29] **P. N. Butcher, and D. Cotter**, "The elements of nonlinear optics" Cambridge University Press (1990).
- [30] **S.W. Koch, N. Peyghambarian, H.M. Gibbs**, "Band-edge nonlinearities in direct gap semiconductors and their applications in bistability", J. Appl. Phys. **63 R1** (1988).
- [31] **Y. Dumeige** "Génération de second harmonique dans les milieux périodiques unidimensionnels à semiconducteurs III-V", these, (2002).

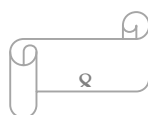


Références bibliographiques

- [32] **M.Qiui, S.He**, "A nonorthogonal finite-difference time-domain method for computing the band structure of a two-dimensional photonic crystal with dielectric and metallic inclusion", *J. Appl. Phys.* **87**, pp. 8268-8275, (2000)
- [33] **A. Lavrinenko, P.I. Borel, L.H. Frandsen, M.Thorhauge, A. Haroth, M. Kristensen, T.Niemi**, "Comprehensive FDTD modelling of photonic crystal waveguide components", *Optic Express*, Vol. 12, N°. 2. pp. 234-248, (2004).
- [34] **A. Taflov and S. C. Hagness**, "Computational Electrodynamics the finite-difference time-domain Method" 2 edition, Artech House Publishers, Boston, (2000).
- [35] **C.T.Chan, Q.L. Yu et K.M.Ho**, "Order N spectral method for electromagnetic waves", *Physical Review B*, Vol. 51, pp. 16635-16642, (1995).
- [36] **T. Briallat**, "Définition, réalisation et caractérisation de matériaux à Bandes photoniques Interdites reconfigurables en Micro-ondes", thèse de Doctorat, Univ. de Paris, (2000).
- [37] **K.S.Yee**, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas and propagation*, Vol. 14, pp 302-307, (1966).
- [38] **G. Mur**, "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations", *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, Vol. 23, pp. 377-382, (1981).
- [39] **B. Enquist, A. Majda**, "Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves", *mathematics of computation*, Vol. 31, pp. 629-651, (1977).
- [40] **J.P. Berenger**, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves", *Journal of Computational physics*, Vol. 114, pp. 185-200 (1994).
- [41] **T. Yasui, M. Koshiba**, "Three-dimensional vector beam-propagation method for second harmonic generation analysis", *J. Lightwave Technol.* **19**, 780 (2001).
- [42] **A. Bourgeade, E. Freysz**, "Computational modelling of second harmonic generation by solution of full-wave vector Maxwell equations", *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 226 (2000).
- [43] **A. M. Zheltikov, A. V. Tarasishin, and S. A. Magnitskii**, "Phase and group synchronization in second-harmonic generation of ultrashort light pulses in one-dimensional photonic crystals", *JETP Lett.* **91**, 298 (2000).
- [44] **B.Shi, Z. M. Jiang, X. F. Zhou, X. Wang**, "A two-dimensional nonlinear photonic crystal for strong second harmonic generation", *J. Appl. Phys.* **91**, 6769 (2002).
- [45] **A. Fiore, S. Janz, L. Delobel, P. van der Meer, P. Bravetti, V. Berger, E. Rosencher, and J. Nagle**, "Second-harmonic generation at $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ in AlGaAs/Al₂O₃ waveguides using birefringence phase matching", *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2942 (1998).

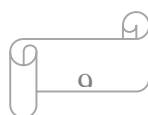
Références bibliographiques

- [46] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee, and A. Scherer "Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis", *Optics Lett* **24**, 711 (1999).
- [47] Y. Dumeige, I. Sagnes, P. Monnier, P. Vidakovic, I. Abram, C. Meriadec, A. Levenson, "Phase-Matched Frequency Doubling at Photonic Band Edges: Efficiency Scaling as the Fifth Power of the Length", *Phys. Rev. Lett.* **89**, 043901 (2002).
- [48] M. Midrio, L. Socci, M. Romagnoli, "Frequency conversion in one-dimensional stratified media with quadratic nonlinearity", *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 83 (2002).
- [49] D. M. Atkin, P. St. J. Russell, T. A. Birks, "Photonic band structure of guided Bloch modes in high index films fully etched through with periodic microstructure", *J. Mod. Optics* **43**, 1035 (1996).
- [50] V. Berger, I. Pavel, E. Ducloux, and F. Lafon, "Finite-element Maxwell's equations modelling of etched air/dielectric Bragg mirrors", *J. Appl. Phys.* **82**, 5300 (1997).
- [51] M. Palamaru, and Ph. Lalanne, "Photonic crystal waveguides: out-of-plane losses and adiabatic modal conversion", *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1466 (2001).
- [52] J. Ctyroky, S. Helfert, R. Pregla, P. Bienstman, R. Baets, R. DeRidder, R. Stoffer, G. Klaasse, J. Petracek, P. Lalanne, J.-P. Hugonin, "Bragg waveguide grating as a 1D photonic band gap structure: COST 268 modelling task", *Optical and Quantum Electronics* **34**, 455 (2002).
- [53] W. Bogaerts, P. Bienstman, D. Taillaert, R. Baets, and D. De Zutter, "Out-of-plane scattering in 1-D photonic crystals slabs" *Optical and Quantum Electronics* **34**, 195 (2002).
- [54] Y. Dumeige, F. Raineri, A. Levenson, X. Letartre, "Second-harmonic generation in one-dimensional photonic edge waveguides", *Phys. Rev. E* **68** 066617 (2003).
- [55] G. D'Aguzzo, M. Centini, M. Scalora, C. Sibilia, Y. Dumeige, P. Vidakovic, J. A. Levenson, M. J. Bloemer, C. M. Bowden, J. W. Haus, and M. Bertolotti, "Photonic band edge effects in finite structures and applications to $\chi^{(2)}$ interactions" *Phys. Rev. E* **64**, 016609 (2001).
- [56] J. M. Bendickson, J. P. Dowling, M. Scalora, "Analytic expression for the electromagnetic mode density in finite, one-dimensional, photonic band-gap structures", *Phys. Rev. E* **53**, 4107 (1996).
- [57] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices" *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486 (1987).
- [58] C.M Soukoulis, "Photonic band-gaps and localization", Plenum, New York, 1993.
- [59] C.M. Bowden, J.P. Dowling, and H.O. Everitt, "Development and applications of materials exhibiting photonic band gaps", *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 280 (1993).
- [60] G. Kurizki and J.W. Haus, "Special issue: Photonic band structures", *J. Mod. Opt.* **41**, 171 (1994).



Références bibliographiques

- [61] **C.M Soukoulis**, "Photonic band gap materials", NATO ASI, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (1996).
- [62] **C.M Soukoulis**, "Photonic crystals and light localization in 21th century", NATO ASI, series C, vol. 563 Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (2001).
- [63] **E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, K.M.Leung**, "Photonic band structure: the face centered cubic case employing non spherical atoms" *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2295 (1991).
- [64] **W. Bogaerts, D. Taillaert, B. Luysaert, P. Dumon, J. Van Campenhout, P. Bienstman, D. Van Thourhout, R. Baets, V. Wiaux, S. Beckx** "Basic structures for photonic integrated circuits in Silicon-on-insulator", *Optics Express* **12**, 1583 (2004).
- [65] **N. Bloembergen and A.J. Sievers**, "Nonlinear optical properties of periodic laminar structures", *Appl. Phys. Lett.* **17**, 483 (1970).
- [66] **J. P. van der Ziel**, "Phase-matched harmonic generation in a laminar structure with wave propagation in the plane of the layers", *Appl. Phys. Lett.* **26**, 60 (1975).
- [67] **J. P. van der Ziel**, "Optical second harmonic generation in periodic multilayer $\text{GaAs-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ structures", *Appl. Phys. Lett.* **28**, 437 (1976).
- [68] **S. Janz, C. Fernando, H. Dai, F. Chatenoud, M. Dion, and R. Normandin**, "Quasi-phases-matched second-harmonic generation in reflection from $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures", *Opt. Lett.* **18**, 589 (1993).
- [69] **J. Martorell, R. Vilaseca, R. Corbalan**, "Second harmonic generation in a photonic crystal" *Appl. Phys. Lett.* **70**, 702 (1997).
- [70] **A. V. Balakin, V. A. Bushuev, N. I. Koroteev, B. I. Mantsyzov, I. A. Ozheredov, A. P. Shkurinov, D. Boucher, P. Masselin**, "Enhancement of second-harmonic generation with femtosecond laser pulses near the photonic band edge for different polarizations of incident light" *Opt. Lett.* **24**, 793 (1999).
- [71] **L.A. Golovan, A.M. Zhelticov, P.K. Kashkarov, N.I. Koroteev, M.G. Lisachenko, A.N. Naumoy, D.A. Sidorov-Biryukov, V.Yu. Timoshenko, A.B. Fedotov**, "Generation of the second optical harmonic in porous-silicon-based structures with a photonic band gap" *JETP Lett.* **69**, 300 (1999).
- [72] **W. J. Wadsworth, J. C. Knight, A. Ortigosa-Blanch, J.Arriaga, E. Silvestre, and P. St. J. Russell**, "Soliton effects in photonic crystal fibres at 850 nm", *Electron. Lett.* **36**, 53 (2000).
- [73] **J. K. Ranka, R. Windeler, and A. J. Stentz**, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm" *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).



Références bibliographiques

- [74] **I. Tomita, H. Taniyama, Y. Yoshikuni, J. Yumoto**, "Nonlinear photonic crystals for broadband frequency conversion", PECS V (2004)
- [75] **J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P.S. Pershan**, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric", Phys. Rev. **127**, 1918 (1962).
- [76] **M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer** "Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances" IEEE J. Quantum Electron. **28**, 2631 (1992).
- [77] **R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe and J. D. Joannopoulos**, "Existence of a photonic band gap in two dimensions", Applied Physics Letters. Vol.61, pp.495, (1992).
- [78] **S. David**, "Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques", thèse de Doctorat, Univ. de Paris sud, Mars (2003).
- [79] **A. Talneau, Ph. Lalanne, M. Agio, and C.M. Soukoulis**, "Low-reflection photonic-crystal taper for efficient coupling between guide sections of arbitrary widths", Optics Letters, Vol. 27, pp 1522-1524 (2002).
- [80] **M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynak, A. Karlsson, M. Kamp, and A. Forchel**, "Photonic crystal optical filter based on contra-directional waveguide coupling", Applied Physics Letters Vol. 83, pp. 5121-5123 (2003).
- [81] **Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka, and S. Noda**, "Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab", Applied Physics Letters, Vol. 82, pp.1341-1343 (2003).
- [82] **J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, Member, IEEE, A. Ortigosa-Blanch, W.J. Wadsworth, and P. St. J. Russell**, "Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber", IEEE, Photonics Technology Letters, Vol. 12, n° 7, pp.807-809, (2000).

Références bibliographiques

Résumé

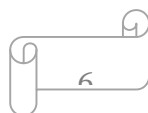
Abstract

In this work, we were interested in the marriage of nonlinear optics and the photonic crystals one-dimensional (1D) and two-dimensional (2D) in semiconductor III-V. The dispersive properties of the photonic crystals 1D and 2D are made profitable to generate effectively a wave second harmonic with the wavelength 775nm starting from a wave fundamental with 1.55 μ m. During this work, numerical tools based on the method of Finite-Difference Time-Domain (FDTD) and of the analytical methods were developed to calculate the effectiveness of conversion of SH in arbitrary two-dimensional structures. This enabled us to show that the photonic crystals (CPs) 1D engraved deeply in waveguides ribbons with weak contrast of index of the type $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ are promising to obtain effective nonlinear interactions on very short distances. By fixing the structural parameters to obtain the condition of phase-matching and a guidance of the fundamental waves (F) and second harmonic (SH) with weak losses, outputs of about 5% can be reached at distances as short as 5 μ m. These numerical and analytical tools also have allowed us to undertake studies on the generation of SH in CPs 2D. We could see that the condition of phase-matching can be satisfied in CPs 2D perfectly periodic and in the waveguides consisting of a line of holes removed in a CP 2D triangular lattice of holes. In the last case, although one benefits from a better containment of the light than in the case of the structures 1D, the calculated outputs of conversion are lower because the covering of the modes at the frequencies F and SH is not very good and the velocity of group of the waves being propagated at the frequencies F and HS are not low. In the case of the structures without defect, we saw that the output of conversion strongly depends on the coupling to the photonic modes and the velocity of group of these modes.

Résumé

Résumé

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés au mariage de l'optique non linéaire et des cristaux photoniques uni- (1D) et bidimensionnels (2D) en semi-conducteur III-V. Les propriétés dispersives des cristaux photoniques 1D et 2D sont mises à profit pour générer efficacement une onde seconde harmonique à la longueur d'onde 775nm à partir d'une onde fondamentale à 1.55 μ m. Durant ce travail, des outils numériques basés sur la méthode de différence finie dans le temps (FDTD) et des méthodes analytiques ont été développés pour calculer l'efficacité de conversion de SH dans des structures bidimensionnelles arbitraires. Ceci nous a permis de démontrer que les cristaux photoniques (CPs) 1D gravés profondément dans des guides d'ondes rubans à faible contraste d'indice du type $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ sont prometteurs pour obtenir des interactions non linéaires efficaces sur de très courtes distances. En fixant les paramètres de la structure pour obtenir la condition d'accord de phase et un guidage des ondes fondamentales (F) et de la seconde harmonique (SH) avec de faibles pertes, des rendements de l'ordre de 5% peuvent être atteints sur des distances aussi courtes que 5 μ m. Ces outils numériques et analytiques nous ont aussi permis de mener des études sur la génération de SH dans les CPs 2D. Nous avons pu voir que la condition d'accord de phase peut être satisfaite dans les CPs 2D parfaitement périodiques et dans les guides d'ondes consistant en une ligne de trous supprimée dans un CP 2D réseau triangulaire de trous. Dans le dernier cas, bien que l'on profite d'un meilleur confinement de la lumière que dans le cas des structures 1D, les rendements de conversion calculés sont inférieurs car le recouvrement des modes aux fréquences F et SH n'est pas très bon et les vitesses de groupe des ondes se propageant aux fréquences F et SH ne sont pas faibles. Dans le cas des structures sans défaut, nous avons vu que le rendement de conversion dépend fortement du couplage aux modes photoniques et de la vitesse de groupe de ces modes.



ملخص

في هذا العمل، نهتم بقران البصريات الغير الخطية والبلورات الضوئية أحادية البعد (D1) وثنائية الأبعاد (D2) في أشباه الموصلات V-III. إن خصائص التثبات للبلورات الضوئية (D1) و(D2) لخزت لتوليد بصفة فعلية موجة ثنائية التوافق ذات الطول الموجي 775 nm بدءاً من موجة أساسية ذات الطول 1.55 m . خلال هذا العمل، تم تطوير أدوات الحساب العددي المرتكز على طريقة التفاضل المنتهية في المجال الزمني أي (FDTD) والطرق التحليلية لحساب فعالية التحويل لثنائية التوافق SH في تراكيب ثنائية الأبعاد. إن هذه الدراسة سمحت لنا بإظهار أن البلورات الضوئية الأحادية البعد المحفورة بعمق في شرائط الدليل الموجي ذا التباين القرينة الضعيف من النوع $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ واعدة للحصول على التفاعلات الغير الخطية الفعالة على مسافات قصيرة جداً. بتثبيت العوامل المتغيرة للتركيب البلوري للحصول على شرط التوافق الطوري، وبتوجيه الموجات الأساسية (F) وثنائية التوافقية (SH) مع نقص ضعيف، يمكن التوصل إلى نتائج من حوالي 5% على مسافات قصيرة من رتبة 5 m . هذه الأدوات الحسابية والتحليلية سمحت لنا أيضاً بإجراء الدراسات على توليد الثنائية التوافقية (SH) في البلورات الضوئية الثنائية الأبعاد (D2). نستطيع أن نرى أنه يمكن أن يتحقق شرط التوافق الطوري في البلورات الضوئية الثنائية الأبعاد (D2) الكاملة الدور وفي الأدلث الموجية التي تتكون من خط من الثقوب ملغى في هذه البلورات الضوئية أي شبكة مثليه من الثقوب. في هذه الحالة الأخيرة، إن مردود التحويل المحسوب هو أقل لأن داخل أنماط الترددات الأمواج الأساسية F و الثنائية التوافقية SH ليست جيدة جداً وسرع المجموعة للأمواج تنتشر حسب ترددات F و SH ليست ضعيفة. في حالة التراكيب بدون عيوب، رأينا أن نتائج التحويل تعتمد بقوة على اقتران الأنماط الضوئية وسرعة المجموعة لهذه الأنماط.

Résumé

