

THÈSE

présentée par:

FABRICE RAINERI

pour obtenir le grade de:

DOCTEUR EN SCIENCE
DE L'UNIVERSITE DE PARIS XI ORSAY

Specialite: Optique et photonique

Sujet

**Optique non linéaire dans les cristaux photoniques
en semiconducteur III-V**

Soutenue le 22 Décembre 2004 devant le jury composé de:

Monsieur Roel BAETS
Monsieur Philippe LALANNE
Monsieur Ariel LEVENSON
Monsieur Carlo SIRTORI
Monsieur Jorge TREDICCE
Monsieur Pierre VIKTOROVITCH

RAPPORTEUR

DIRECTEUR DE THESE
RAPPORTEUR

Thèse préparée au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures - CNRS UPR20
Route de Nozay, Marcoussis

Table des matières

Introduction générale.....	5
-----------------------------------	----------

Partie I: Optique non linéaire du second et du troisième ordre dans les semiconducteurs III-V.....9

1. Introduction.....	10
2. Principes de base de l'optique non linéaire.....	12
2.1. Origine de la non linéarité: polarisation non linéaire.....	12
2.2. Formalisme et équation de propagation non linéaire.....	15
3. Processus non linéaires du second ordre.....	19
3.1. Mélange à 3 ondes.....	19
3.2. Génération de seconde harmonique.....	20
3.3. Réalisations "classiques" de l'accord de phase.....	23
3.4. Cas particulier du GaAs: propriétés de la susceptibilité non linéaire second ordre.....	25
3.5. Conclusion.....	29
4. Processus non linéaires du troisième ordre.....	30
4.1. Mélange à 4 ondes.....	30
4.2. Effet Kerr optique.....	31
4.3. Applications de l'effet Kerr.....	32
4.4. Absorption et indice non linéaires des semiconducteurs III-V.....	33
5. Conclusion.....	38

Partie II: Les cristaux photoniques: fondements et propriétés pour l'optique non linéaire.....39

1. Introduction.....	42
2. Formalisme des cristaux photoniques: calcul du diagramme de bandes photoniques et de la transmission.....	44
2.1. Préambule: Equations de Maxwell.....	44
2.2. Cristaux photoniques infinis.....	45
2.3. Cristaux photoniques finis (la réalité.....)	61
2.4. Conclusion.....	79
3. Optique non linéaire dans les cristaux photoniques: bref état de l'art.....	80
3.1. Optique non linéaire du second ordre.....	80
3.2. Optique non linéaire du troisième ordre.....	85
4. Conclusion.....	89

Partie III: Conception et fabrication de cristaux photoniques uni- et bidimensionnels pour la génération de seconde harmonique.....91

1. Introduction.....	94
2. Outil de modélisation: FDTD 2D non linéaire.....	95
2.1. Principe.....	95
2.2. Exemple d'applications simples et comparaison avec les résultats analytiques.....	97
2.3. Conclusion.....	102
3. Cristaux photoniques 1D et 2D pour la génération de seconde harmonique.....	102
3.1. Cristaux photoniques 1D en géométrie guide d'onde.....	102
3.2. Cristaux photoniques 2D.....	116
3.3. Conclusion sur la conception.....	126
4. Fabrication des cristaux photoniques 1D et 2D.....	128
4.1. Généralités.....	128
4.2. Etape 1: préparation des masques de gravure.....	129
4.3. Etape 2: gravure du semiconducteur.....	132
4.4. Etape 3: finalisation des échantillons.....	137
4.5. Conclusion sur la fabrication des échantillons.....	146
5. Caractérisation optique des échantillons fabriqués.....	147
5.1. Caractérisation des CPs 2D.....	147
5.2. Caractérisation des CPs 1D.....	152
6. Conclusion.....	157

Partie IV: Exploitation des effets non linéaires du troisième ordre dans les cristaux photoniques bidimensionnels.....159

1. Introduction.....	162
2. Observation de l'effet laser dans les CPs 2D.....	163
2.1. Laser "band-edge" dans les CPs 2D gravés dans des guides à fort contraste d'indice	164
2.2. Laser "band-edge" dans les CPs 2D gravés dans des guides à faible contraste d'indice.....	170
2.3. Pompage résonant optiquement.....	176
2.4. Conclusion.....	183
3. Accordabilité en longueur d'onde des CPs 2D.....	185
3.1. Motivations.....	185
3.2. Démonstration expérimentale dans les CPs 2D en InP.....	186
3.3. Dynamique de l'effet non linéaire et application à la commutation ultra-rapide.....	192
3.4. Démonstration dans les CPs 2D en AlGaAs.....	197
3.5. Conclusion et comparaison avec d'autres études.....	202
4. Amplification dans les CPs 2D.....	204
4.1. Description de l'échantillon et du montage expérimental.....	204
4.2. Mesure de l'amplification.....	205

4.3. Conclusion.....	207
5. Conclusion.....	209
Conclusion générale et perspectives.....	211
Bibliographie.....	215
Annexe.....	228
Liste des publications.....	234

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 semiconducteurs ont ainsi initié, il y a 50 ans, la révolution du transistor en électronique. Parallèlement, les développements des procédés de technologies sur les semiconducteurs 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 régie 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.

On considère souvent que le domaine des cristaux photoniques démarre en 1987, quand E. Yablonovitch [Yablonovitch1987] et S. John [John1987] 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. Depuis, un grand nombre d'études sont menées sur la conception, la fabrication et les applications des cristaux photoniques [Soukoulis1993], [Bowden1993], [Kurizki1994], [Soukoulis1996], [Soukoulis2001]. Les recherches sur les cristaux photoniques couvrent aujourd'hui des domaines les plus fondamentaux comme le contrôle de l'émission spontanée [Yablonovitch87] mais aussi des domaines tournés vers des applications pour l'optique guidée [Bogaerts2004].

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.

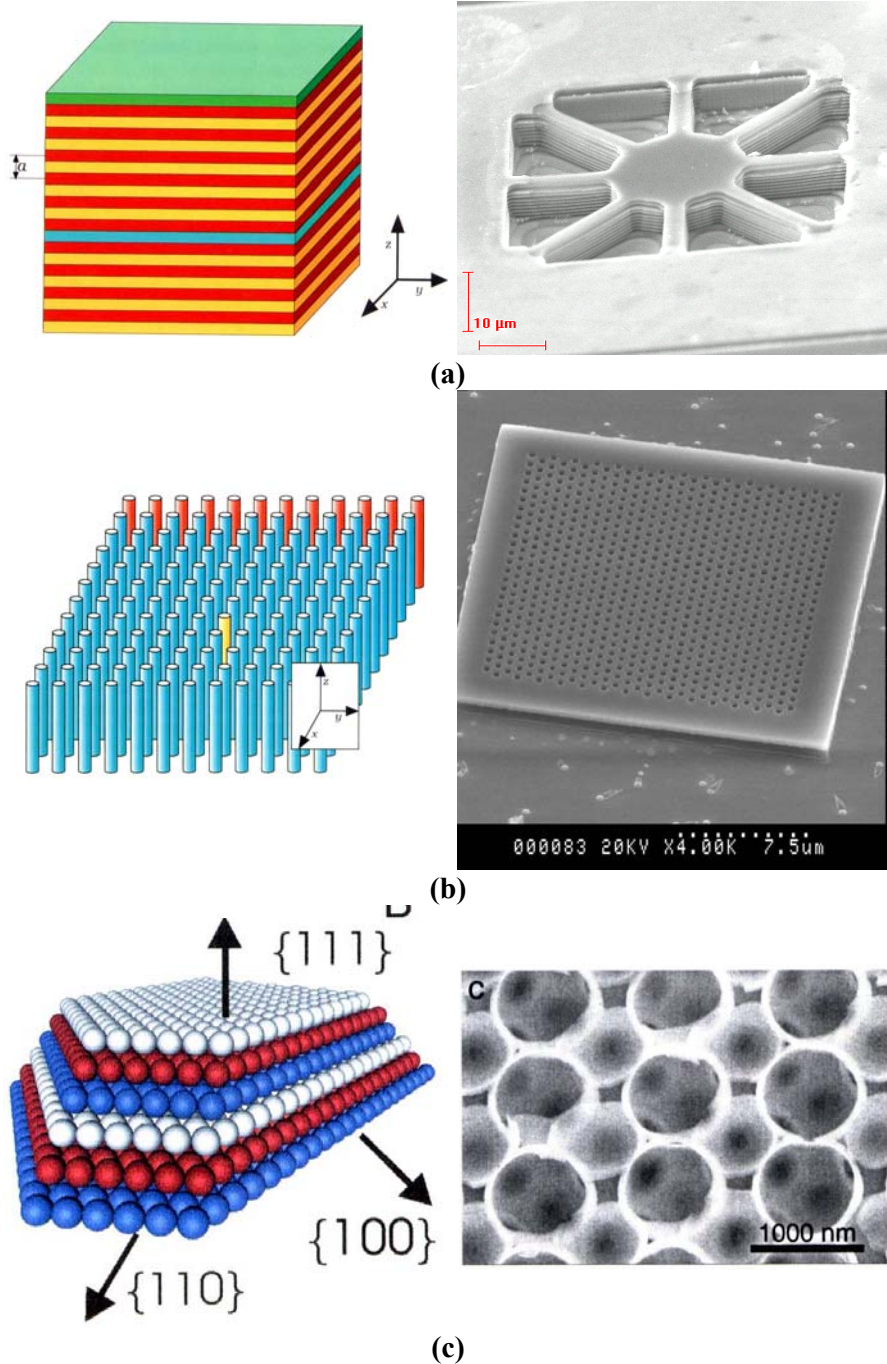


Figure 1. Exemples de CPs 1D, 2D et 3D: **(a)** GAUCHE: représentation schématique d'un film multicouche formé de l'alternance périodique de 2 couches ayant des constantes diélectriques et des épaisseurs différentes. DROITE: Image obtenue en microscopie électronique à balayage (MEB) d'une structure AlGaAs-air- de 11 périodes fabriquée au LPN. **(b)** GAUCHE: représentation schématique d'un CP 2D formé d'un réseau carré de piliers en matériaux diélectriques entourés d'air. DROITE: Image MEB d'un CP 2D fabriqué au LPN formé d'un réseau triangulaire de trous d'air percés dans une couche d'AlGaAs. **(c)** GAUCHE: représentation schématique d'un CP 3D composé de sphères dans un arrangement de type cubique face centrée. DROITE: image MEB d'un CP 3D de type opale inverse fabriquée à ICM-CSIC, Madrid [Blanco200].

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 [Bloembergen1970] [Ziel1975]. Malgré quelques réalisations expérimentales pionnières [Ziel1976], il a fallu attendre les années 90 pour assister à un regain d'intérêt pour l'utilisation des microstructures en optique non linéaire [Janz1993] [Trull1995] [Martorell1997] [Fiore1998] [Balakin1999] [Golovan1999] [Wadsworth2000] [Ranka2000].

Ce travail de thèse traite du "mariage" de l'optique non linéaire avec les cristaux photoniques. Les objectifs sont:

- réaliser des doubleurs de fréquences ultra-courts opérant à 1.55 μ m. Cette étude s'inscrit dans la continuité du travail de thèse de Y. Dumeige [Dumeige2002-1] sur la génération de seconde harmonique dans les milieux lamellaires. 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. Durant cette thèse, nous nous sommes investis tout particulièrement dans la réalisation des outils de simulation permettant de concevoir les structures, dans le développement des procédés de fabrication et dans la mise en place des dispositifs expérimentaux permettant de caractériser optiquement les composants.
- mettre en évidence que les efficacités non linéaires du troisième ordre des semiconducteurs III-V peuvent être exploitées dans les cristaux photoniques 2D afin de réaliser des sources lasers et des amplificateurs, de rendre accordables spectralement ces objets et de réaliser de la commutation optique ultra-rapide. Les échantillons utilisés ici ont été fabriqués au Laboratoire d'Electronique d'Optoélectronique et Microsystèmes (LEOM) par C. Seassal, à OPTO+ dans l'équipe de G. Duan et au LPN. Toutes les expériences ont été réalisées au Laboratoire.

Organisation du Manuscrit:

Ce manuscrit est divisé en quatre parties bien distinctes:

1- Dans la **Partie I**, nous rappelons 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 semiconducteurs III-V que nous devons prendre en compte dans la suite pour atteindre nos objectifs.

2- La **Partie II** est consacrée aux 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. Cette partie se termine par un bref état de l'art sur l'utilisation des cristaux photoniques dans le but d'obtenir des effets non linéaires efficaces.

Notons que les lecteurs connaissant déjà ces généralités pourront directement passer aux parties III et IV qui traitent exclusivement de notre travail personnel.

3- Dans la **Partie III**, nous présenterons le travail fait sur la conception et la fabrication de cristaux photoniques uni- et bidimensionnels pour la génération de seconde harmonique. 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, du développement des procédés de technologie auxquels nous nous sommes impliqués et des mesures que nous avons réalisées au laboratoire.

4- Enfin, dans la **Partie IV**, nous exposerons les résultats expérimentaux sur les différentes fonctionnalités des cristaux photoniques bidimensionnels que nous avons obtenus grâce à l'exploitation des non linéarités du troisième ordre des semiconducteurs III-V. Nous présenterons des résultats sur l'effet laser, sur l'accordabilité spectrale des modes photoniques et sur la réalisation d'interrupteurs optiques et d'amplificateurs.

Partie I: Optique non linéaire du second et du troisième ordre dans les semiconducteurs III-V

Plan de la Partie I

1. Introduction.....	11
2. Principes de base de l'optique non linéaire.....	12
2.1. Origine de la non linéarité: polarisation non linéaire.....	12
2.2. Formalisme et équation de propagation non linéaire.....	15
3. Processus non linéaires du second ordre.....	19
3.1. Mélange à 3 ondes.....	19
3.2. Génération de seconde harmonique.....	20
3.3. Réalisations "classiques" de l'accord de phase.....	23
3.3.1 Accord de phase par biréfringence.....	23
3.3.2. Quasi accord de phase.....	23
3.4. Cas particulier du GaAs: propriétés de la susceptibilité non linéaire second ordre.....	25
3.5. Conclusion.....	29
4. Processus non linéaire du troisième ordre.....	30
4.1. Mélanges à 4 ondes.....	30
4.2. Effet Kerr optique.....	31
4.3. Applications de l'effet Kerr.....	32
4.4. Absorption et indice non linéaires des semiconducteurs III-V.....	33
5. Conclusion.....	38

1. Introduction

Le domaine de la physique appelé optique traite de l'interaction de la lumière avec la matière. Dans la nature, on observe, en général, que cette interaction ne dépend pas de l'intensité de l'illumination. Les ondes lumineuses sont alors de faible intensité et n'interagissent pas entre elles lorsqu'elles pénètrent et se propagent dans un milieu. Ceci est le domaine de l'optique dite linéaire. Lorsque la lumière devient plus intense, les propriétés optiques commencent à dépendre de l'intensité et d'autres caractéristiques de l'illumination. C'est le domaine de l'optique non linéaire.

Dans la plupart des cas, l'origine physique de cette propriété dépend des caractéristiques microscopiques des matériaux dans lesquels la lumière se propage, comme la nature des atomes le constituant, la structure cristalline, etc... Compte tenu de la grande diversité des propriétés microscopiques de la matière, on s'attend à un très grand nombre de processus d'optique non linéaire différents.

En fait, si l'ordre de grandeur de ces processus varie considérablement d'un matériau à l'autre, le nombre d'effets non linéaires élémentaires permettant d'appréhender les bases de l'optique non linéaire est relativement restreint.

Le but de cette partie est de présenter brièvement les principes de base de l'optique non linéaire dans les semiconducteurs III-V. Ceci permettra d'introduire les notions nécessaires à la compréhension de l'intérêt de ce travail de thèse sur le "mariage" de l'optique non linéaire avec les cristaux photoniques en semiconducteur III-V. Si le lecteur est intéressé par de plus amples détails sur le sujet, nous recommandons les ouvrages [Butcher1990] [Boyd1982].

Cette partie est organisée 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 semiconducteur GaAs, puis aux processus non linéaires du troisième ordre et aux particularités de la susceptibilité non linéaire d'ordre trois des semiconducteurs III-V.

Clé de lecture de la Partie:

Les lecteurs intéressés par cette partie s'apercevront rapidement qu'il ne s'agit pas d'une description complète des phénomènes d'optique non linéaire dans les semiconducteurs III-V. L'optique non linéaire est un vaste sujet qui a été et est encore étudié de façon intensive. Notre philosophie, ici, est de donner brièvement les informations nécessaires à la compréhension de la suite du manuscrit. On pourra trouver dans le texte des références traitant de ce sujet plus en profondeur et de façon plus précise.

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.

2.1. Origine de la 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.

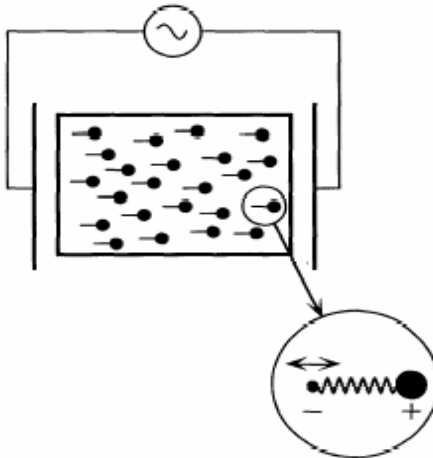


Figure 1.1. Représentation schématique du mouvement des particules chargées dans un milieu diélectrique soumis à un champ électrique de fréquence ω . Le mouvement des ions (charges positives) est négligé en raison de leur masse beaucoup plus importante que celle des électrons.

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 exciteur. 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 1.1. 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:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + 2\Gamma \frac{\partial x}{\partial t} + \Omega^2 x + (\xi^{(2)} x^2 + \xi^{(3)} x^3 + \dots) = \frac{-e}{m} E(t) \quad (1.1)$$

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:

$$E(t) = E_0 \exp[-j\omega t] + cc \quad (1.2)$$

où cc désigne le complexe conjugué. En injectant (1.2) dans (1.1), on trouve sans difficulté la solution:

$$x(t) = \frac{-eE_0}{2m} \frac{\exp[-j\omega t]}{\Omega^2 - 2j\Gamma\omega - \omega^2} + cc \quad (1.3)$$

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

$$P = -Nex = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \exp[-j\omega t] + cc \quad (1.4)$$

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:

$$\chi^{(1)} = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0} m \frac{1}{\Omega^2 - 2j\Gamma\omega - \omega^2} \quad (1.5)$$

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:

$$D = \varepsilon_0 E + P \quad (1.6)$$

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

$$n = \text{Re}(1 + \chi^{(1)}) \quad (1.7)$$

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 1.2. en fonction de la fréquence de l'onde lumineuse ω .

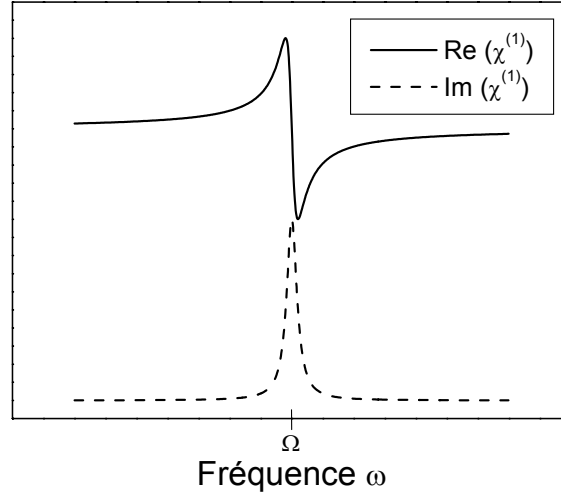


Figure 1.2. Parties réelles et imaginaires de la susceptibilité en fonction de la fréquence de l'onde lumineuse autour de la fréquence de résonance Ω .

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 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 (1.1). 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 $x(t)$ en puissances de l'amplitude du champ électrique. On obtient alors pour la polarisation du milieu P :

$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots) \quad (1.8)$$

Dans cette expression, $\chi^{(1)}$ représente la susceptibilité linéaire discutée précédemment et les quantités $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$, ..., 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. 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:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r},t) &= 0 & \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r},t) &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t) &= -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r},t)}{\partial t} & \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r},t) &= \frac{\partial \vec{D}(\vec{r},t)}{\partial t}\end{aligned}\quad (1.9)$$

$\vec{E}(\vec{r},t)$ 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:

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r},t) + \vec{P}(\vec{r},t) \quad \vec{B}(\vec{r},t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r},t) \quad (1.10)$$

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

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}(\vec{r},t)}{\partial t^2} \quad (1.11)$$

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:

$$\vec{P}^L(\vec{r},t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(\vec{r},t;\tau) : \vec{E}(\vec{r},\tau) d\tau \quad (1.12)$$

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

$$\vec{P}(\vec{r},t) = \vec{P}^L(\vec{r},t) + \vec{P}^{NL}(\vec{r},t) = \vec{P}^L(\vec{r},t) + \sum_{i=2}^{\infty} \vec{P}^{(i)}(\vec{r},t) \quad (1.13)$$

Avec:

$$\vec{P}^{(i)}(\vec{r},t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau_1 \dots \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau_i \chi^{(i)}(\vec{r},t;\tau_1, \dots, \tau_i) : \vec{E}(\vec{r},\tau_1) \dots \vec{E}(\vec{r},\tau_i) \quad (1.14)$$

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

La forme de (1.14) 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:

$$\begin{aligned} \vec{P}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\vec{r}, -\omega; \omega) : \vec{E}(\vec{r}, \omega) \\ + \sum_{i=2}^{\infty} \varepsilon_0 \chi^{(i)}(\vec{r}, -\omega; \omega_1, \dots, \omega_i) : \vec{E}(\vec{r}, \omega_1) \cdots \vec{E}(\vec{r}, \omega_i) \end{aligned} \quad (1.15)$$

Avec pour chaque valeur de i :

$$\omega = \sum_{p=1}^i \omega_p \quad (1.16)$$

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:

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\vec{r}, t) e^{j\omega t} dt \quad \text{et} \quad \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega t} d\omega \quad (1.17)$$

On peut maintenant réécrire l'équation de propagation (1.11) pour chaque composante de Fourier oscillant à la fréquence ω :

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}, \omega) : \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \omega^2 \mu_0 \vec{P}^{NL}(\vec{r}, \omega) \quad (1.18)$$

Où:

$$\varepsilon(\vec{r}, \omega) = 1 + \chi^{(1)}(\vec{r}, -\omega; \omega) \quad (1.19)$$

La polarisation non linéaire apparaît alors comme un terme source dans l'équation de propagation (1.18).

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 supposerons 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 z .
- Les différentes ondes en interaction non linéaire se propagent dans un seul sens.
- Enfin nous supposerons 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 (1.18) s'écrit alors:

$$\frac{\partial^2 E(z, \omega)}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(z, \omega) E(z, \omega) = -\omega^2 \mu_0 P^{NL}(z, \omega) \quad (1.20)$$

On pose alors:

$$E(z, \omega) = \frac{1}{2} A_\omega(z) e^{jk_\omega z} + cc \quad (1.21)$$

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:

$$P^{(n)}(z, \omega) = \frac{1}{2} p_\omega^{(n)}(z) e^{jk_{NL} z} + cc \quad (1.22)$$

Avec:

$$k_{NL} = \sum_{p=1}^n k_{\omega_p} \quad (1.23)$$

En injectant (1.21) et (1.22) dans (1.20), et en ne tenant compte que de la polarisation non linéaire d'ordre (n), on obtient:

$$\frac{\partial^2 A_\omega(z)}{\partial z^2} + 2jk_\omega \frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} = -\omega^2 \mu_0 p_\omega^{(n)}(z) e^{j\Delta k z} \quad (1.24)$$

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:

$$\left| \frac{\partial^2 A_\omega(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2k_\omega \frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} \right| \quad (1.25)$$

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

$$\frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} = \frac{j\omega \mu_0 c}{2n_\omega} p_\omega^{(n)}(z) e^{j\Delta k z} \quad (1.26)$$

L'écriture de (1.26) 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 (1.11). Dans le cadre de l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable, on doit alors considérer également la dépendance temporelle:

$$\left| \frac{\partial^2 p_{\omega}^{(n)}(z,t)}{\partial t^2} \right| \ll \left| 2\omega \frac{\partial p_{\omega}^{(n)}(z,t)}{\partial t} \right| \ll \left| \omega^2 p_{\omega}^{(n)}(z,t) \right| \quad (1.27)$$

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

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_{\omega}(z,t) = \frac{j\omega}{2n_{\omega} \epsilon_0 c} p_{\omega}^{(n)}(z,t) e^{j\Delta k z} \quad (1.28)$$

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.

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. En 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:

$$\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 \quad (1.29)$$

A ces fréquences sont associés les trois champs monochromatiques:

$$E(z, \omega_i) = \frac{1}{2} A_i(z) e^{ik_i z} + \text{cc} \quad (1.30)$$

$i = 1, 2, 3$

On pose n_i l'indice de réfraction à la fréquence ω_i et $k_i = n_i \omega_i / c$.

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:

$$P_i^{(2)}(\omega_m) = \sum_{jk} \sum_{np} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_m; \omega_n, \omega_p) E_j(\omega_n) E_k(\omega_p) \quad (1.31)$$

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

Les quantités $E_j(\omega_n)$ représentent les composantes cartésiennes du champ $\vec{E}(\omega_n)$.

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 supposerons comme pour l'établissement de (1.20) 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:

$$\text{- terme en } \omega_3: P^{(2)}(z, \omega_3) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) A_1(z) A_2(z) e^{j(k_1+k_2)z} + cc \quad (1.32)$$

$$\text{- terme en } \omega_2: P^{(2)}(z, \omega_2) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(2)}(-\omega_2; -\omega_1, \omega_3) A_1^*(z) A_3(z) e^{j(k_3-k_1)z} + cc \quad (1.33)$$

$$\text{- terme en } \omega_1: P^{(2)}(z, \omega_1) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(2)}(-\omega_1; -\omega_2, \omega_3) A_2^*(z) A_3(z) e^{j(k_3-k_2)z} + cc \quad (1.34)$$

Avec: $K = 2^{l+q-2} r$ 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: $K = 2^{1+0-2} \times 2! = 1$.

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:

$$\begin{cases} \frac{dA_1(z)}{dz} = \frac{j\omega_1}{2cn_1} \chi^{(2)} A_2^*(z) A_3(z) e^{j\Delta kz} \\ \frac{dA_2(z)}{dz} = \frac{j\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} A_1^*(z) A_3(z) e^{j\Delta kz} \\ \frac{dA_3(z)}{dz} = \frac{j\omega_3}{2cn_3} \chi^{(2)} A_1(z) A_2(z) e^{-j\Delta kz} \end{cases} \quad (1.35)$$

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

3.2. Génération de seconde harmonique

Nous allons maintenant considérer le cas le plus simple de mélange à trois ondes: la génération de second harmonique (GSH). On parle de GSH quand $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ et $\omega_3 = 2\omega$.

Dans ce cas le système (1.35) 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 $K = 2^{1+0-2} \times 1! = 1/2$):

$$\begin{cases} \frac{dA_{\omega}(z)}{dz} = \frac{j\omega}{2n_{\omega}c} \chi^{(2)} A_{2\omega}(z) A_{\omega}^*(z) e^{j\Delta kz} \\ \frac{dA_{2\omega}(z)}{dz} = \frac{j\omega}{2n_{2\omega}c} \chi^{(2)} A_{\omega}^2(z) e^{-j\Delta kz} \end{cases} \quad (1.36)$$

La Figure 1.3 représente un diagramme quantique de génération de seconde harmonique dans lequel aucun champ en jeu n'est résonant avec le matériau non linéaire.

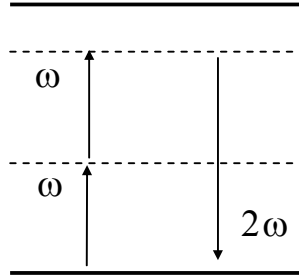


Figure 1.3: Diagramme quantique de la génération de second harmonique. Les traits pleins correspondent à des niveaux d'énergie réels alors que les traits pointillés symbolisent les états d'arrivée ou de départ des transitions virtuelles.

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:

$$\begin{aligned} I_{2\omega}(z) &= \frac{1}{2} n_{2\omega} c \epsilon_0 |A_{2\omega}(z)|^2 \\ I_{2\omega}(z) &= \frac{2\pi^2}{\epsilon_0 c \lambda^2} \frac{1}{n_{\omega}^2 n_{2\omega}} [\chi^{(2)}]^2 I_{\omega}^2(0) \left[\frac{\sin(\Delta k z/2)}{\Delta k/2} \right]^2 \end{aligned} \quad (1.37)$$

$I_{\omega}(0)$ 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:

$$\eta(L) = I_{2\omega}(L)/I_{\omega}(0) \quad (1.38)$$

On remarque aisément (avec (1.36) et (1.37)) 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 1.4.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:

$$L_c = \pi / \Delta k = \lambda / 4 [n(2\omega) - n(\omega)] \quad (1.39)$$

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.

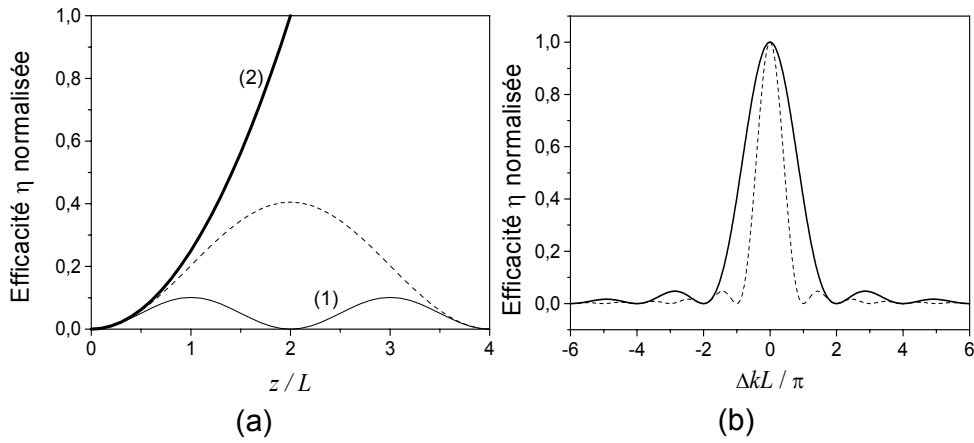


Figure 1.4: **a)** Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la distance z (normalisée par rapport à L) dans différents cas: courbe (1) $\Delta kL = \pi$, en pointillés pour $2\Delta kL = \pi$ et courbe (2) à l'accord de phase. **b)** Courbes d'accord de phase (efficacité en fonction du 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 1.4.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 1.4.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 (1.37). 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.

3.3. Réalisations "classiques" de l'accord de phase

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

3.3.2. Quasi accord de phase

Une manière de contourner cette difficulté est d'utiliser la méthode du quasi-accord de phase [Armstrong1962] [Fejer1992]. 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 (1.36) devient:

$$\frac{dA_{2\omega}(z)}{dz} = \frac{j\omega}{2n_{2\omega}c} \chi^{(2)}(z) A_{\omega}^2(z) e^{-j\Delta k z} \quad (1.40)$$

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

$$\chi^{(2)}(z) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} d_n e^{jK_n z} \quad \text{où} \quad K_n = n \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.41)$$

On obtient alors:

$$\frac{dA_{2\omega}(z)}{dz} = \frac{j\omega}{2n_{2\omega}c} A_{\omega}^2(z) \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} d_n e^{j(K_n - \Delta k)z} \quad (1.42)$$

La condition d'accord de phase est relaxée. On voit aisément que pour $K_p = \Delta k$, après intégration de l'équation (1.49), 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 :

$$A_{2\omega}(L) = \frac{j\omega}{2n_{2\omega}c} d_p A_{\omega}^2(0)L \quad (1.43)$$

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.

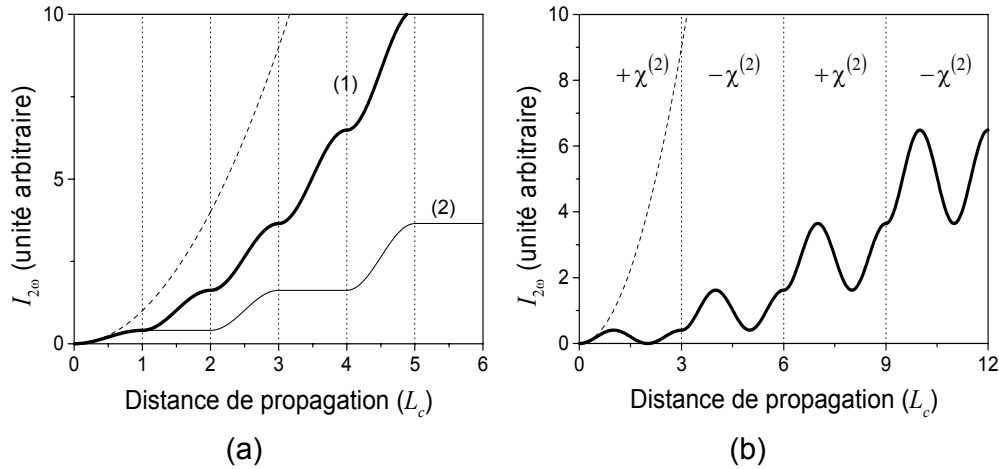


Figure 1.6. Evolution de l'efficacité de conversion de SH en fonction de la longueur de propagation **a)** dans le cas du quasi accord de phase du premier ordre ($\Lambda=2L_c$). La courbe (1) correspond au cas où la susceptibilité non linéaire est inversée périodiquement. La courbe (2) correspond au 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 ($\Lambda=6L_c$). 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 1.6.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 ($\Lambda=2L_c$). 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 1.6.b, est représenté un exemple de quasi accord de phase du troisième ordre ($\Lambda=6L_c$). 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 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. 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.

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

Le GaAs et les composés ternaires $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont des cristaux cubiques de classe cristallographique $\bar{4}3m$. 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 [Butcher1990]:

$$\begin{pmatrix} P_x^{\text{NL}} \\ P_y^{\text{NL}} \\ P_z^{\text{NL}} \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_yE_z \\ 2E_xE_z \\ 2E_xE_y \end{pmatrix} \quad (1.44)$$

où les axes x , y et z représentent chacun un axe cristallographique comme indiqué sur la Figure 1.7.

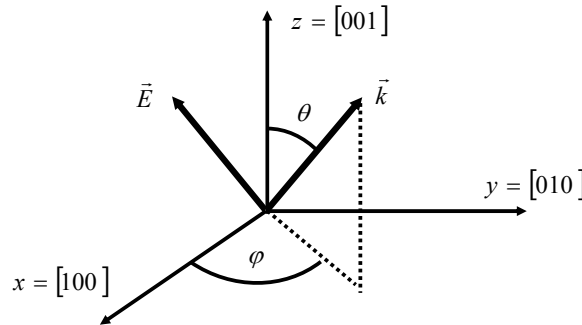


Figure 1.7. Définition des axes cristallographiques du GaAs

Pour le GaAs, la valeur de d a été mesurée à 119pm/V [Shoji1997]. Pour les composés $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, la valeur d est représentée sur la Figure 1.8 en fonction de la concentration d'aluminium (x) [Ohashi1993].

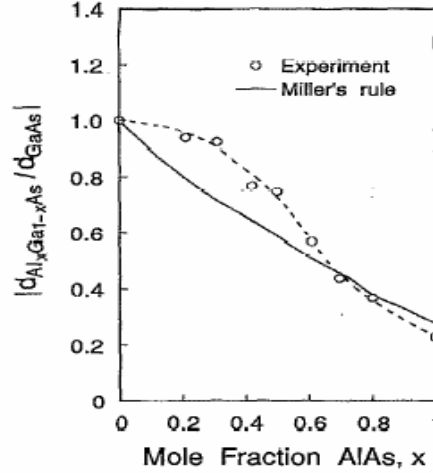


Figure 1.8. Evolution du coefficient non linéaire des composés de type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de x

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 thèse, 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 ($0.686\mu\text{m}$) [Casey1978]. 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 1.7, 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:

$$\vec{E} = E_0 \begin{pmatrix} -\cos\theta \cos\varphi \\ -\cos\theta \sin\varphi \\ \sin\theta \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

$$\vec{k} = k \begin{pmatrix} \sin\theta \cos\varphi \\ \sin\theta \sin\varphi \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad (1.46)$$

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:

$$\vec{P}_{NL}^\perp = \varepsilon_0 d_{14} E_0^2 \begin{pmatrix} \sin 2\theta \sin \varphi (\sin \theta \cos \varphi - 1) \\ \sin 2\theta \cos \varphi (\sin \theta \sin \varphi - 1) \\ \cos^2 \theta \sin 2\varphi (1 - \cos \theta) \end{pmatrix} \quad (1.47)$$

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 semiconducteurs 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:

$$|\vec{P}_{NL}| = \varepsilon_0 d_{eff} |E_0^2| \quad (1.48)$$

On trouve alors:

$$d_{eff} = d \sqrt{\sin^2 2\theta + \cos^4 \theta \sin^2 2\varphi} \quad (1.49)$$

En analysant (1.49), on voit que le couplage non linéaire est maximal lorsque $\varphi=\pi/4$ et $\theta=\arccos(\sqrt{2/3})$.

On obtient alors:

$$d_{eff}^{max} = d \frac{2}{\sqrt{3}} \quad (1.50)$$

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 $\varphi=0$, 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 semiconducteurs III-V vaut approximativement 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 1.9, on trouve pour cette

incidence un coefficient non-linéaire effectif qui vaut environ 50% de sa valeur maximale (soit approximativement 50 pm/V).

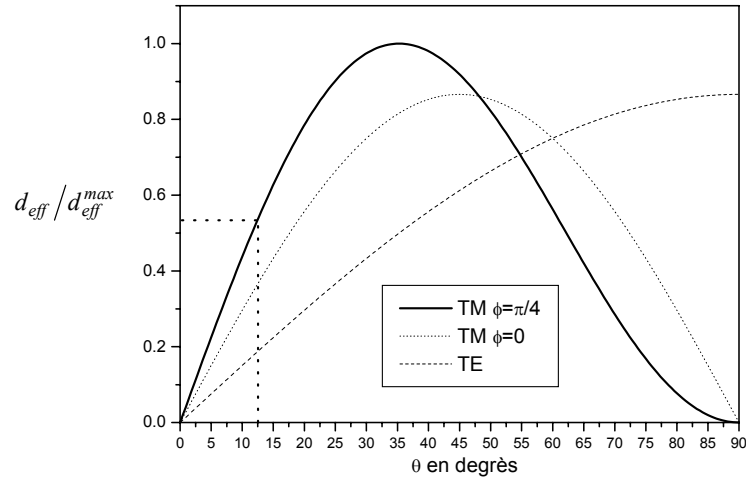


Figure 1.9. Coefficient non linéaire effectif en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TE et TM.

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 1.10.

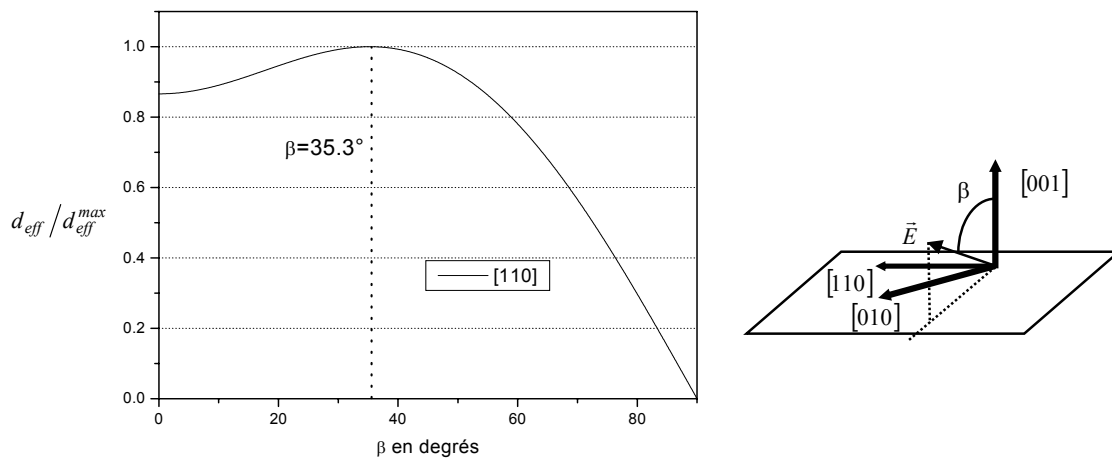


Figure 1.10. Coefficient non-linéaire effectif en fonction de l'état de polarisation

Malgré le fort indice du matériau, on peut atteindre le maximum du coefficient non-linéaire en choisissant convenablement la polarisation de l'onde incidente: $\beta = \text{acos}(\sqrt{2/3})$.

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

La dispersion chromatique dans les composés du type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est très importante aux longueurs d'onde mises en jeu dans la génération de SH que nous désirons réaliser. Typiquement, pour l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, la différence d'indice Δn entre les longueurs d'onde F et SH lorsque la longueur d'onde du F est fixée à $1.55\mu\text{m}$ 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 (1.39)). On trouve:

$$L_c = 1.6\mu\text{m} \quad (1.51)$$

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:

$$\eta = 9.3 \times 10^{-5} \quad (1.52)$$

3.5. Conclusion

La description de la génération de SH dans les milieux massifs nous a permis de mettre en évidence les paramètres importants pour rendre cet effet non linéaire efficace. Nous avons ainsi vu, tout d'abord que le matériau utilisé ne doit pas être centrosymétrique et doit posséder une susceptibilité non linéaire d'ordre 2 la plus forte possible. Ensuite, le calcul de l'efficacité de conversion (équation (1.37)), révèle une dépendance linéaire avec l'intensité du F. Ceci montre qu'il serait intéressant de faire résonner l'onde F dans le matériau non linéaire afin d'augmenter son intensité et donc d'augmenter le rendement de conversion. De ce calcul, nous avons pu déduire qu'une forte dispersion chromatique est un facteur limitant dans les processus non linéaires du second ordre. Pour obtenir des effets importants, il faut absolument réaliser la condition d'accord de phase. De cette manière, l'intensité du SH généré varie comme le carré de la longueur d'interaction.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux cas du GaAs et des composés ternaires $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dont le $\chi^{(2)}$ vaut plus de $100\text{pm}/\text{V}$ pour x inférieur à 0.4, ce qui est environ 10 fois plus grand que celui du niobate de lithium quasi-accordé en phase. Cette caractéristique est à l'origine de notre intérêt pour réaliser du doublage de fréquence avec l' AlGaAs . Nous avons vu que pour obtenir une polarisation non linéaire du second ordre non nulle, la lumière ne doit pas se propager dans la direction de croissance usuelle [001] et que la longueur de cohérence à $1.55\mu\text{m}$ vaut seulement $1.6\mu\text{m}$ compte tenu de la forte dispersion de ces matériaux. Ces paramètres doivent alors être pris en compte si l'on veut obtenir des interactions efficaces.

4. Processus non linéaire du troisième ordre

Nous allons à présent nous intéresser aux effets associés au terme du troisième ordre de la susceptibilité non linéaire. Dans ce cas, la polarisation dépend du cube de l'amplitude du champ électrique, ce qui peut donner lieu à un très grand nombre de phénomènes d'optique non linéaire différents. En fait, étant donné que le tenseur $\chi^{(3)}$ est d'ordre 4, le nombre d'interactions possibles est égal à 3^4 .

4.1 Mélanges à 4 ondes

Considérons le couplage entre quatre ondes monochromatiques de fréquences $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$ par l'intermédiaire d'un matériau possédant une susceptibilité d'ordre 3. Remarquons que, contrairement aux effets non linéaires du second ordre, tous les matériaux possèdent une susceptibilité du troisième ordre. La Figure 1.11 représente le diagramme quantique d'un processus de mélange à quatre ondes.

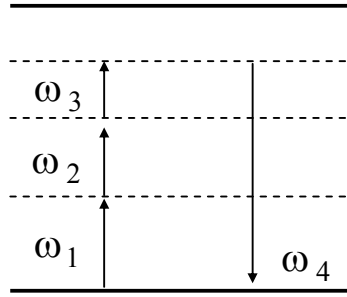


Figure 1.11 Diagramme quantique d'un processus de mélange à quatre ondes (somme de fréquences).

La relation de conservation de l'énergie s'écrit alors:

$$\hbar\omega_4 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 + \hbar\omega_3 \quad (1.53)$$

Dans ce cas, le terme de polarisation à la fréquence ω_m est donné par la relation suivante:

$$P_i^{(3)}(\omega_m) = \sum_{jkl} \sum_{nop} \chi_{ijkl}^{(3)}(-\omega_m) E_j(\omega_n) E_k(\omega_o) E_l(\omega_p) \quad (1.54)$$

$$i = x, y, z \quad \omega_m = \omega_n + \omega_o + \omega_p \quad m = 1, 2, 3, 4$$

où $\chi_{ijkl}^{(3)}$ et $E_j(\omega_n)$ sont respectivement les composantes cartésiennes du tenseur non linéaire d'ordre 3 et de l'amplitude du champ électrique à la fréquence ω_m .

Si l'on suppose comme précédemment que le problème est scalaire, on peut écrire le terme de polarisation non linéaire pour chaque onde:

$$P^{(3)}(z, \omega_4) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(3)}(-\omega_4; \omega_1, \omega_2, \omega_3) A_1(z) A_2(z) A_3(z) e^{i(k_1+k_2+k_3)z} + cc \quad (1.55)$$

$$P^{(3)}(z, \omega_3) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(3)}(-\omega_3; -\omega_1, -\omega_2, \omega_4) A_1^*(z) A_2^*(z) A_4(z) e^{i(-k_1-k_2+k_4)z} + cc \quad (1.56)$$

$$P^{(3)}(z, \omega_2) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(3)}(-\omega_2; -\omega_1, -\omega_3, \omega_4) A_1^*(z) A_3^*(z) A_4(z) e^{i(-k_1-k_3+k_4)z} + cc \quad (1.57)$$

$$P^{(3)}(z, \omega_1) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(3)}(-\omega_1; -\omega_2, -\omega_3, \omega_4) A_2^*(z) A_3^*(z) A_4(z) e^{i(-k_2-k_3+k_4)z} + cc \quad (1.58)$$

avec: $K=2^{l+q-3}$ où $l=1$ si $\omega_m \neq 0$ sinon $l=0$, q est le nombre de fréquences nulles dans la liste des $\omega_{n,o,p}$ et r le nombre de permutations dans la liste des $\omega_{n,o,p}$. En injectant ces termes de polarisation dans (1.24), on peut écrire l'équation de propagation pour chacune des ondes.

4.2. Effet Kerr optique

Dans le formalisme de l'optique non linéaire, l'effet Kerr optique correspond à l'existence d'une susceptibilité d'ordre 3 de la forme $\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega)$. Le diagramme quantique de cet effet est représenté sur la Figure 1.12.

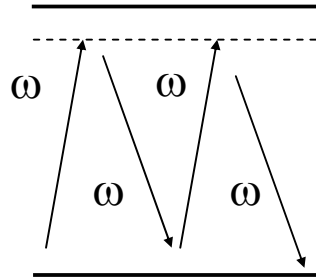


Figure 1.12. Diagramme quantique de l'effet Kerr optique.

Dans ce cas, on obtient trois triplets de fréquences différents pouvant donner le même résultat: $(\omega, -\omega, \omega)$, $(-\omega, \omega, \omega)$, $(\omega, \omega, -\omega)$. Le coefficient K vaut alors: $2^{l-0-3} \times 3 = 3/4$. La polarisation non linéaire s'écrit:

$$P^{(3)}(z, \omega) = \frac{3\varepsilon_0}{8} \chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega) A_\omega(z) A_\omega^*(z) A_\omega(z) e^{ik_\omega z} + cc \quad (1.59)$$

En utilisant cette dernière relation dans (1.20), on peut définir un indice de réfraction effectif $N(z, \omega)$ dépendant de l'intensité $I(z, \omega)$ de l'onde incidente à la fréquence ω :

$$N(z, \omega) = n_\omega + N_2(\omega) I(z, \omega) \quad (1.60)$$

Où n_ω est l'indice de réfraction linéaire. $N_2(\omega)$ l'indice non linéaire est donné par:

$$N_2(\omega) = \frac{3\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega)}{4n_\omega^2 c \epsilon_0} \quad (1.61)$$

L'indice de réfraction dépend donc linéairement de l'intensité de l'onde par l'intermédiaire de $N_2(\omega)$: c'est l'effet Kerr optique. Les phénomènes physiques à l'origine de cet effet sont nombreux et variés. Citons par exemple les effets thermiques, la polarisation électronique, la saturation d'une transition atomique, les variations de population de porteurs dans les semiconducteurs, etc...

4.3. Applications de l'effet Kerr

Parmi tous les processus non linéaires du troisième ordre, l'effet Kerr optique est certainement l'un des plus importants en ce qui concerne l'ampleur des domaines d'applications. En effet, l'effet Kerr intervient dans un grand nombre de phénomènes comme:

- l'auto-focalisation et l'auto-défocalisation [Boyd1982]: cet effet résulte de la dépendance spatiale de l'indice non linéaire. Par exemple, si on considère la propagation d'une onde ayant une distribution spatiale transverse gaussienne dans un milieu Kerr, le changement d'indice induit va suivre cette distribution d'intensité transverse. Si N_2 est positif le milieu agit comme une lentille convergente et donne lieu à l'auto-focalisation. Lorsque N_2 est négatif on assiste au phénomène d'auto-défocalisation. L'auto-focalisation peut être utilisée pour compenser la diffraction en donnant ainsi naissance à la formation de solitons spatiaux.
- l'auto-modulation de phase [Agrawal1989]: considérons la propagation d'une impulsion dans un milieu Kerr. L'équation de propagation de l'enveloppe du champ électrique $A(z, t)$ dans l'approximation des ondes planes s'écrit:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_\omega(z, t) = \frac{j}{2} \omega n_\omega \epsilon_0 N_2(\omega) |A_\omega(z, t)|^2 A_\omega(z, t) \quad (1.62)$$

Où l'on a négligé le terme du second ordre de la dispersion $\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}$. En posant $\xi = t - z/v_g$ avec

v_g la vitesse de groupe, la solution de l'équation de propagation devient:

$$A_\omega(z, \xi) = A_\omega(0, \xi) \exp \left(\frac{j}{2} \omega n_\omega \epsilon_0 N_2(\omega) |A_\omega(0, \xi)|^2 z \right) \quad (1.63)$$

Il s'agit d'une impulsion qui se propage à intensité constante qui accumule un déphasage ϕ causé par l'auto-modulation de phase et donné par:

$$\phi = \frac{1}{2} \omega n_{\omega} \varepsilon_0 N_2(\omega) |A_{\omega}|^2 L \quad (1.64)$$

avec L la distance de propagation. Suivant le profil temporel de l'intensité, les différentes parties de l'impulsion verront un déphasage différent, ce qui conduit à un élargissement spectral de l'impulsion. L'auto-modulation de phase est aujourd'hui utilisée dans les systèmes de transmission par fibres optiques pour compenser la dispersion chromatique (solitons temporels).

- Le mélange à quatre ondes dégénéré en fréquence [Boyd1982]: deux ondes pompes, à la fréquence ω , de fortes puissances interfèrent pour créer un réseau d'indice non linéaire. Une troisième onde de faible intensité (sonde de fréquence ω) est alors partiellement diffractée par ce réseau d'indice pour donner naissance à une quatrième onde.

Nous allons, dans la suite, nous intéresser aux propriétés de l'absorption et de la dispersion dans les semiconducteurs et nous verrons comment il est possible de contrôler ces paramètres en modifiant la densité de porteurs libres grâce à une excitation optique. Cette dépendance de l'absorption et de l'indice de réfraction avec la densité de porteurs est associée à des effets non linéaires du troisième ordre.

4.4. Absorption et indice non linéaires des semiconducteurs III-V

Les semiconducteurs 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 semiconducteurs 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.

Le but ici n'est pas de décrire en détail la théorie de ces non linéarités. Nous allons 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 semiconducteur, 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 semiconducteur 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 [Miller1981] [Oudar1985] 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 semiconducteur à gap direct décrit par deux bandes paraboliques, la susceptibilité est calculée à l'aide des outils descriptifs comme la densité d'états joints $\rho_j(E)$, c'est à dire la densité de systèmes à deux niveaux couplés optiquement par un photon d'énergie E . On peut exprimer ainsi la susceptibilité $\chi(\omega) = \chi_r(\omega) + i\chi_i(\omega)$ par:

$$\begin{aligned}\chi_r(\omega) &= A \int_0^\infty d\omega' \rho_j(\hbar\omega') [1 - f_e(\omega') - f_h(\omega')] \frac{(\omega - \omega') T_2^2}{(\omega - \omega')^2 T_2^2 + 1} \\ \chi_i(\omega) &= A \int_0^\infty d\omega' \rho_j(\hbar\omega') [1 - f_e(\omega') - f_h(\omega')] \frac{T_2}{(\omega - \omega')^2 T_2^2 + 1}\end{aligned}\quad (1.65)$$

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

$$dn(\omega') = \rho_j(\hbar\omega') [1 - f_e(\omega') - f_h(\omega')] d\omega' \quad (1.66)$$

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, $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$. 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 décrit précédemment au 3.3. 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 :

$$f(\omega) = \left\{ \frac{\exp[\hbar\omega - E_F]}{k_B T_F} + 1 \right\}^{-1} \quad (1.67)$$

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, $\frac{h}{T_2} \ll k_B T_{F_{c,v}}$, et l'absorption peut se mettre sous la forme:

$$\alpha(\omega, t) = \alpha_0(\omega) [1 - f_e(\omega, t) - f_h(\omega, t)] \quad (1.68)$$

où $\alpha_0(\omega)$ est le coefficient d'absorption du matériau non excité. Notons que le rapport α/α_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 [Butcher1990].

A titre d'exemple, nous avons représenté sur la Figure 1.13, l'absorption α et l'indice de réfraction non linéaire Δn mesurées dans du GaAs pour plusieurs intensités de pompage [Koch1988] où Δn vaut:

$$\Delta n = n[I] - n[I = 0] \quad (1.69)$$

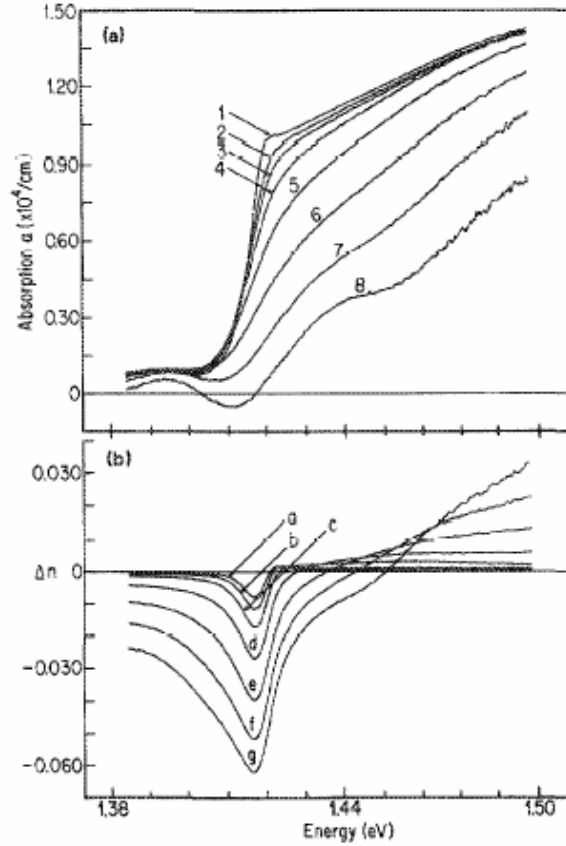


Figure 1.13. Mesure à température ambiante de l'absorption et de l'indice non linéaire pour le GaAs (tiré de [Koch1988]). L'indice de réfraction est déduit de la mesure de l'absorption par transformation de Kramers-Krönig. Les spectres 1-8 sont obtenus pour des intensités d'excitation optique croissantes. 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 (1.68) 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 (1.68). 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.

Comme nous le verrons dans la suite (Partie IV), 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 1.14 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.

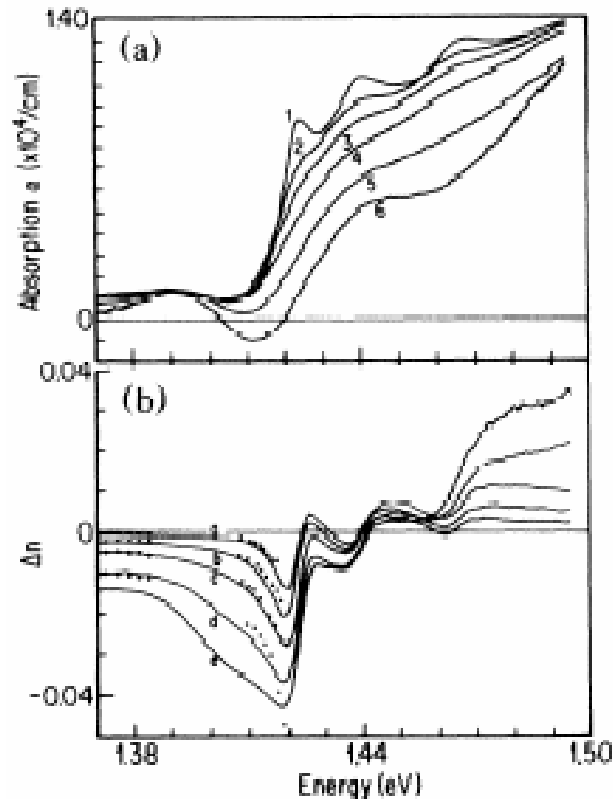


Figure 1.14. Mesure à température ambiante de l'absorption et de l'indice non linéaire pour des multiples puits quantiques dans le GaAs (tiré de [Koch1988]). L'indice de réfraction est déduit de la mesure de l'absorption par transformation de Kramers-Krönig. Les spectres 1-8 sont obtenus pour des intensités 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. Une des expériences consistera à exciter le matériau avec une pompe optique d'énergie E_{pompe} , telle que E_{pompe} soit supérieure à l'énergie des barrières, E_B , puis de sonder l'échantillon à des énergies légèrement inférieures à celle de la bande interdite comme cela est indiqué sur la Figure 1.15.

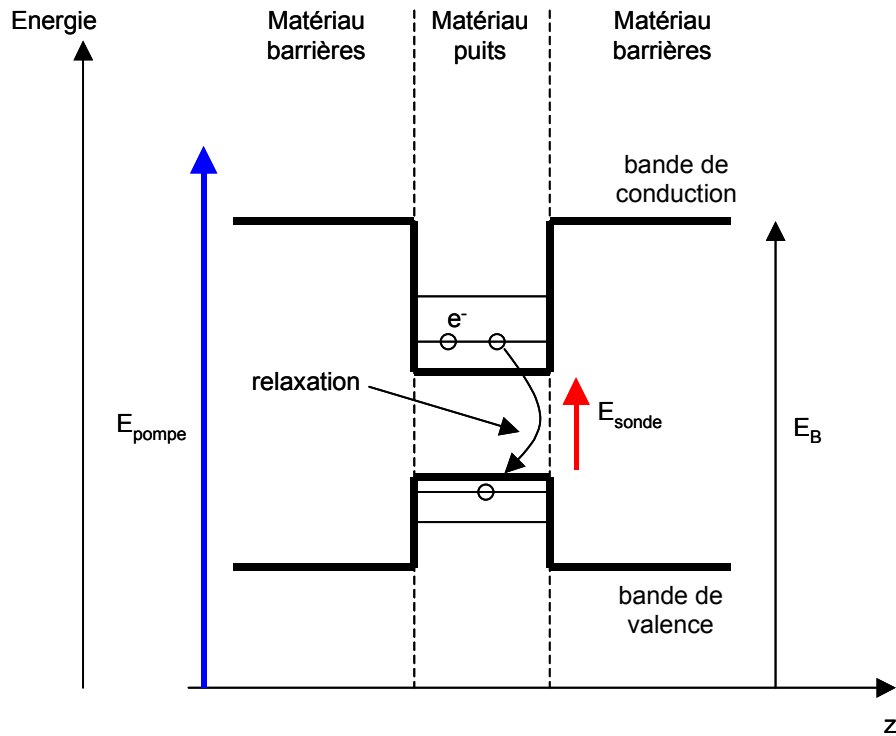


Figure 1.15. Diagramme d'énergie d'un puit quantique unidimensionnel. Dans cette thèse, des expériences consisteront à pomper optiquement des CPs 2D contenant des puits quantiques à une énergie supérieure à celle de la bande interdite des barrières et à sonder la structure à des énergies légèrement inférieures à la bande interdite des puits.

5. Conclusion

Dans cette partie, nous avons brièvement rappelé le formalisme de l'optique non linéaire en nous intéressant plus particulièrement aux processus du second et du troisième ordre comme la génération de seconde harmonique et l'effet Kerr. 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 semiconducteurs 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 F 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.

Durant ce travail de thèse, nous utiliserons le $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ comme matériau pour réaliser un doubleur de fréquence opérant à $1.55\mu\text{m}$ car sa susceptibilité non linéaire d'ordre 2 vaut plus de 100pm/V . Cependant, compte tenu de la forte dispersion chromatique ($n(2\omega)-n(\omega)=0.24$), la longueur de cohérence vaut seulement $1.6\mu\text{m}$. Des moyens de réaliser l'accord de phase devront être trouvés pour générer efficacement l'onde seconde harmonique.

Dans le cas des effets non linéaires du troisième ordre, nous avons vu que la dépendance de la polarisation non linéaire avec le cube du champ électrique peut conduire à une variation de l'indice de réfraction avec l'intensité du champ. Il s'agit de l'effet Kerr. Cet effet présente un grand intérêt en terme d'applications, il permet de contrôler la lumière par la lumière. Dans ce travail de thèse, nous nous intéressons plus particulièrement aux propriétés particulières de la susceptibilité non linéaire du troisième ordre des semiconducteurs III-V. Dans ces matériaux, l'indice de réfraction et l'absorption varient fortement en fonction de la densité de porteurs libres. Ces porteurs peuvent être injectés en excitant optiquement le matériau. Dans ce cas, le changement d'indice et d'absorption est contrôlé en variant l'intensité de cette excitation. Ceci sera utilisé pour modifier la réponse optique des cristaux photoniques.

Les cristaux photoniques constituent la deuxième composante de cette thèse. La partie suivante leur est consacrée. Il s'agit d'introduire le formalisme et les propriétés des cristaux photoniques pour l'optique non linéaire.

Partie II: Les cristaux photoniques: fondements et propriétés pour l'optique non linéaire

Plan de la Partie II

1. Introduction.....	42
2. Formalisme des cristaux photoniques: calcul du diagramme de bandes photoniques et de la transmission.....	44
2.1. Préambule: Equations de Maxwell.....	44
2.2. Cristaux photoniques infinis.....	45
2.2.1. Calcul de la structure de bandes: méthode du développement en ondes planes.....	45
2.2.2. Exemple de structure de bandes.....	47
2.2.2.1. Cristaux photoniques unidimensionnels.....	47
2.2.2.2. Cristaux photoniques bidimensionnels.....	51
2.2.2.3. Cristaux photoniques 2.5D.....	54
2.2.2.4. Cristaux photoniques tridimensionnels.....	56
2.2.3. Défaut de périodicité: méthode de la supercellule.....	57
2.2.3.1. Défaut ponctuel dans les CPs 1D.....	57
2.2.3.2. Défaut ponctuel dans les CPs 2D.....	58
2.2.3.3. Défaut étendu dans les CPs 2D.....	59
2.3. Cristaux photoniques finis (la réalité.....)	61
2.3.1. Cristaux photoniques unidimensionnels: Méthodes des matrices de transfert.....	61
2.3.2. Cristaux photoniques >1D: Méthode des différences finies (FDTD).....	62
2.3.2.1. Géométrie et discrétisation du problème 2D.....	63
2.3.2.2. Conditions aux limites absorbantes de Mur.....	65
2.3.2.3. Exemple d'application aux CP 2D.....	67
2.3.3. Cas particulier de l'incidence hors du plan de périodicité.....	70
2.3.3.1. Théorie des modes couplés.....	71
2.3.3.2. Validation numérique.....	75
2.4. Conclusion.....	79
3. Optique non linéaire dans les cristaux photoniques: bref état de l'art.....	80
3.1. Optique non linéaire du second ordre.....	80
3.1.1. Cristaux photoniques "classiques".....	81
3.1.1.1. Biréfringence de forme.....	81
3.1.1.2. Accord de phase dans un matériau à modulation périodique unidirectionnelle de l'indice de réfraction.....	82
3.1.2. Cristaux photoniques de $\chi^{(2)}$	83
3.1.2.1. Quasi accord de phase unidimensionnel dans les semi-conducteurs III-V... 83	
3.1.2.2. Quasi accord de phase bidimensionnel.....	84
3.2. Optique non linéaire du troisième ordre.....	85

3.2.1. Génération de continuum dans les fibres à cristal photonique.....	85
3.2.2. Bistabilité dans les microcavités 1D.....	86
4. Conclusion.....	89

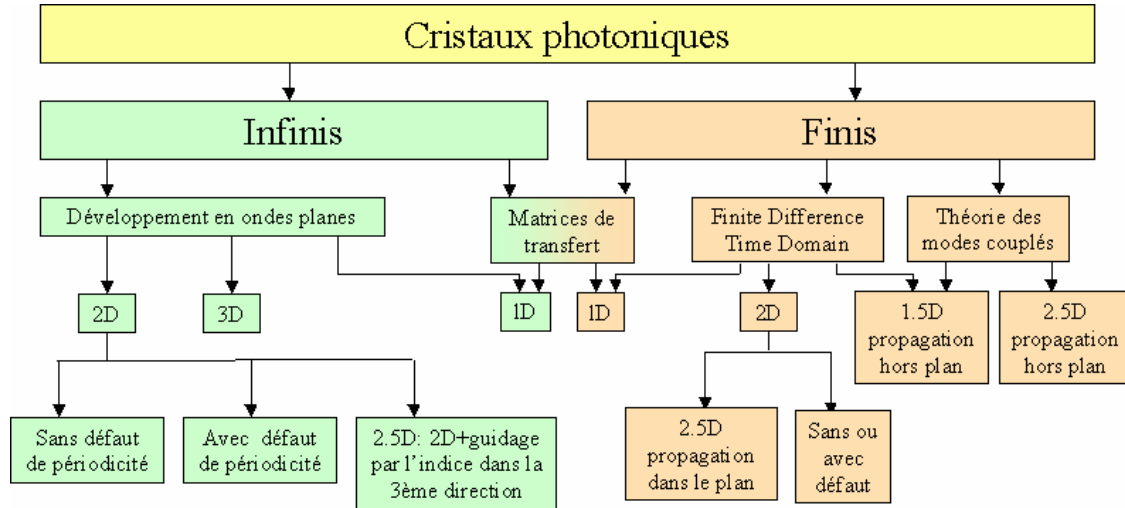
1. Introduction

Les cristaux photoniques (CPs) sont des matériaux artificiels possédant une constante diélectrique périodique suivant une, deux, ou les trois directions de l'espace. Depuis quelques années, ces objets constituent un domaine de recherche suscitant un engouement très important car ils permettent de contrôler de façon extensive la propagation de la lumière. En particulier, ces structures offrent 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. Les travaux réalisés sur ce sujet couvrent un large éventail de domaines de recherche, des plus fondamentaux comme l'obtention de matériaux présentant de la réfraction négative [Notomi2002] au plus appliqués comme le développement des procédés de fabrication [Mulot2003][Srinivasan2004].

Le but de cette partie est de donner les principes de base du formalisme des cristaux photoniques afin de comprendre comment ces objets agissent sur la lumière. Nous verrons qu'une grande partie de cette compréhension peut être acquise en faisant une analogie avec la physique du solide, analogie qui consiste à comparer les cristaux photoniques avec les cristaux solides. Nous verrons aussi que le développement de méthodes numériques dans le domaine temporel est dans de nombreux cas une nécessité pour calculer la transmission de la lumière à travers de tels objets. Enfin, nous nous intéresserons aux avantages que présentent les cristaux photoniques pour l'exaltation des effets non linéaires d'ordre 2 et d'ordre 3 en faisant un bref état de l'art.

Résumé des méthodes de calcul

Les différentes méthodes de calcul, numériques ou analytiques, utilisées dans ce travail de thèse pour l'analyse et la prédiction du comportement linéaire des cristaux photoniques seront décrites dans cette partie. Afin de faciliter la lecture, un diagramme résumant la façon dont nous traitons le problème des cristaux photoniques est représenté ci-dessous:



Les méthodes numériques ou analytiques utilisées dépendent tout d'abord de la taille finie (orange sur le diagramme) ou infinie (vert sur le diagramme) des structures puis de leur dimensionnalité (1D, 2D ou 3D). On peut remarquer que certaines méthodes s'appliquent dans plusieurs cas. Ces méthodes seront présentées en traitant des exemples de CPs 1D et 2D. Notons dès à présent, qu'au cours de cette partie, les CPs 1D et 2D étudiés seront toujours les mêmes. Les CPs 3D ne seront évoqués qu'à titre d'illustration.

On pourra s'intéresser aux ouvrages [Sakoda2001], [Joanopoulos1995] ou [Lourtioz2003], par exemple, pour voir de plus amples détails et prendre connaissance d'autres méthodes existantes (Méthode KKR, Matrices de diffraction,...).

2. Formalisme des cristaux photoniques: calcul du diagramme de bandes photoniques et de la transmission

2.1. Préambule: Equations de Maxwell

De façon générale, la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu de constante diélectrique $\epsilon(\vec{r})$ sans charge libre et sans source de courant est décrite par les équations de Maxwell données ci dessous:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \epsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r},t) &= 0 & \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r},t) &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t) &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r},t)}{\partial t} & \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r},t) &= \epsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t}\end{aligned}\quad (2.1)$$

$\vec{E}(\vec{r},t)$ est le champ électrique, $\vec{H}(\vec{r},t)$ l'excitation magnétique, et μ_0 la perméabilité magnétique dans le vide. De ce système d'équations, on obtient facilement les équations de propagation du champ électrique et du champ magnétique suivantes:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \left\{ \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t) \right\} &= -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t^2} \\ \vec{\nabla} \times \left\{ \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r},t) \right\} &= -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r},t)}{\partial t^2}\end{aligned}\quad (2.2)$$

Si on cherche des solutions de (2.2) de la forme

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r},t) &= \vec{E}(\vec{r})e^{-j\omega t} \\ \vec{H}(\vec{r},t) &= \vec{H}(\vec{r})e^{-j\omega t}\end{aligned}\quad (2.3)$$

où ω est la pulsation du champ électromagnétique, les vecteurs $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ doivent satisfaire le système d'équations:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \left\{ \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \right\} &= \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) \\ \vec{\nabla} \times \left\{ \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right\} &= \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r})\end{aligned}\quad (2.4)$$

Dans le cas des cristaux photoniques, $\epsilon(\vec{r})$ est une fonction périodique qui est généralement confinée dans une partie restreinte de l'espace. La résolution analytique de ces équations s'avère alors impossible. La mise au point de méthodes et d'outils numériques est donc une nécessité pour prédire

et comprendre les propriétés de ces structures. Dans la suite, nous proposons de décrire les méthodes qui ont été utilisées pour calculer et simuler les cristaux photoniques étudiés en optique non linéaire. Parmi ces méthodes, un premier distinguo peut être fait suivant que la structure soit considérée de taille finie ou non.

2.2. Cristaux photoniques infinis

2.2.1. Calcul de la structure de bandes: méthode du développement en ondes planes

Supposons le cristal photonique infini. Suivant la dimensionnalité du système, la constante diélectrique $\varepsilon(\vec{r})$ est une fonction périodique suivant $N=1, 2$ ou 3 directions et invariante suivant les $(3-N)$ autres directions orthogonales. Ceci implique pour $\varepsilon(\vec{r})$:

$$\varepsilon(\vec{r} + \vec{a}_i) = \varepsilon(\vec{r}) \quad \{i=1,2,3\} \quad (2.5)$$

où les $\{\vec{a}_i; i=1,2,3\}$ forment une base de vecteurs du réseau direct. A cause de cette périodicité dans l'espace, $\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}$ peut être décomposé en série de Fourier. En prenant $\{\vec{b}_i; i=1,2,3\}$ la base des vecteurs du réseau réciproque telle que

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (2.6)$$

avec δ_{ij} le delta de Kronecker; et un vecteur du réseau réciproque $\vec{G}$ tel que

$$\vec{G} = l_1\vec{b}_1 + l_2\vec{b}_2 + l_3\vec{b}_3 \quad (2.7)$$

où les $\{l_i; i=1,2,3\}$ sont des entiers, la décomposition en série de Fourier de $\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}$ s'écrit:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} &= \sum_{\vec{G}} \kappa(\vec{G}) e^{j\vec{G} \cdot \vec{r}} \\ \kappa(\vec{G}) &= \frac{1}{V_0} \int_{V_0} \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} e^{-j\vec{G} \cdot \vec{r}} d\vec{r} \end{aligned} \quad (2.8)$$

$\kappa(\vec{G})$ représente les coefficients de Fourier de $\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}$ et V_0 le volume de la cellule unitaire du cristal photonique.

Etant donnée la périodicité de la constante diélectrique, on peut appliquer le théorème de Bloch aux équations de propagation du champ électromagnétique (2.4) comme il est appliqué, en physique du

solide, à l'équation de propagation d'une onde électronique dans un cristal ordinaire où le potentiel périodique est donné par l'arrangement régulier des atomes. Le champ électrique $\vec{E}(\vec{r})$ et le champ magnétique $\vec{H}(\vec{r})$ sont alors caractérisés par un vecteur d'onde $\vec{k}$ dans la première zone de Brillouin (vecteur d'onde de Bloch) et par n le numéro de bande et prennent la forme

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}) &= \vec{E}_{kn}(\vec{r}) = \vec{u}_{kn}(\vec{r}) e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}} \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \vec{H}_{kn}(\vec{r}) = \vec{v}_{kn}(\vec{r}) e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}}\end{aligned}\quad (2.9)$$

$\vec{u}_{kn}(\vec{r})$ et $\vec{v}_{kn}(\vec{r})$ sont des fonctions vectorielles périodiques telles que

$$\begin{aligned}\vec{u}_{kn}(\vec{r} + \vec{a}_i) &= \vec{u}_{kn}(\vec{r}) \\ \vec{v}_{kn}(\vec{r} + \vec{a}_i) &= \vec{v}_{kn}(\vec{r})\end{aligned}\quad \{i=1,2,3\}\quad (2.10)$$

Comme pour $\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}$, $\vec{E}_{kn}(\vec{r})$ et $\vec{H}_{kn}(\vec{r})$ peuvent être développées en série de Fourier:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{kn}(\vec{r}) &= \sum_{\vec{G}} \vec{E}_{kn}(\vec{G}) e^{j(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}} \\ \vec{H}_{kn}(\vec{r}) &= \sum_{\vec{G}} \vec{H}_{kn}(\vec{G}) e^{j(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}}\end{aligned}\quad (2.11)$$

$\vec{E}_{kn}(\vec{G})$ et $\vec{H}_{kn}(\vec{G})$ sont les coefficients de Fourier de $\vec{E}_{kn}(\vec{r})$ et $\vec{H}_{kn}(\vec{r})$. On peut remarquer que ce développement revient à dire que $\vec{E}_{kn}(\vec{r})$ et $\vec{H}_{kn}(\vec{r})$ peuvent s'écrire comme une somme d'ondes planes (d'où le nom de la méthode). En injectant (2.11) et (2.8) dans l'équation de propagation (2.4), on obtient que les coefficients $\{\vec{E}_{kn}(\vec{G})\}$ et $\{\vec{H}_{kn}(\vec{G})\}$ doivent satisfaire

$$\begin{aligned}- \sum_{\vec{G}'} \kappa(\vec{G} - \vec{G}') (\vec{k} + \vec{G}') \times \left\{ (\vec{k} + \vec{G}') \times \vec{E}_{kn}(\vec{G}') \right\} &= \frac{\omega_{kn}^2}{c^2} \vec{E}_{kn}(\vec{G}) \\ - \sum_{\vec{G}'} \kappa(\vec{G} - \vec{G}') (\vec{k} + \vec{G}') \times \left\{ (\vec{k} + \vec{G}') \times \vec{H}_{kn}(\vec{G}') \right\} &= \frac{\omega_{kn}^2}{c^2} \vec{H}_{kn}(\vec{G})\end{aligned}\quad (2.12)$$

où ω_{kn} est la pulsation des champs $\vec{E}_{kn}(\vec{r})$ et $\vec{H}_{kn}(\vec{r})$. Ces équations forment un problème aux valeurs propres où les $\{\omega_{kn}\}$ et les $\{\vec{E}_{kn}(\vec{G})\}$ ou les $\{\vec{H}_{kn}(\vec{G})\}$ sont les quantités à trouver. En résolvant numériquement une de ces deux séries d'équations, on peut alors calculer la relation de dispersion ($\omega(\vec{k})$) des modes optiques du cristal photonique communément appelée "structure de bandes" par analogie avec la structure de bande électronique, mais aussi calculer la distribution spatiale des champs $\vec{E}_{kn}$ et $\vec{H}_{kn}$ associés. Les modes propres du champ électromagnétique se propageant dans

le cristal photonique sont appelés modes de Bloch, également par analogie avec la physique du solide.

Cette méthode, consistant à développer en série de Fourier le champ électromagnétique et la constante diélectrique, est appelée la méthode du développement en ondes planes. Elle est la méthode de référence pour le calcul de la structure de bandes des cristaux photoniques. Sa précision dépend directement du nombre d'ondes planes, P , pris pour le développement en série de Fourier des différentes fonctions. Bien évidemment, plus ce nombre est grand plus l'approximation du développement en ondes planes est valide, et plus la précision du résultat est grande. Typiquement, dans le cas d'un CP 2D de type réseau triangulaire de trous (l'une des structures les plus couramment étudiées), on est assuré d'obtenir une très bonne précision (meilleure que 1%) en prenant P supérieur à quelques centaines d'ondes planes. Le temps de calcul dépend aussi directement de P : résoudre le système (2.12) revient à inverser les matrices dont les coefficients sont définis par le membre de gauche des équations de (2.12). La dimension de ces matrices est proportionnelle à P ($3P$ dans le cas $\vec{E}_{kn}$ et $2P$ dans le cas $\vec{H}_{kn}$ car $\vec{H}_{kn}(\vec{G}) \perp (\vec{k} + \vec{G})$). Pour ce genre de problème, le temps de calcul varie généralement comme le cube de la dimension des matrices à inverser.

La plupart des structures de bandes présentées dans ce manuscrit sont obtenues grâce au programme MIT Photonic-Bands disponible gratuitement à <http://ab-initio.mit.edu/mpb/> [Johnson2001] qui est basé sur cette méthode. Ce programme permet de calculer la structure de bandes de cristaux photoniques 1D, 2D ou 3D. Notons que la dispersion des matériaux ne peut pas être prise en compte avec ce programme.

D'autres méthodes sont utilisées pour calculer la structure de bandes des cristaux photoniques. Parmi elles, on peut citer la méthode vectorielle KKR (Koringa-Kohn-Roster) qui consiste à développer le champ électromagnétique non plus en ondes planes mais en ondes sphériques, et la méthode des différences finies qui consiste à résoudre les équations de Maxwell dans le domaine temporel (non plus fréquentiel) en appliquant des conditions aux limites périodiques (cristal infini).

2.2.2. Exemple de structure de bandes

2.2.2.1 Cristaux photoniques unidimensionnels

Un cristal photonique unidimensionnel (1D) est un milieu composé de l'alternance périodique dans une direction de l'espace (direction z sur Figure 2.2) de deux matériaux diélectriques de constante diélectrique ϵ_1 et ϵ_2 , ici $\epsilon_1 < \epsilon_2$. Il s'agit en fait d'un empilement de Bragg infini que nous allons considérer. Un schéma de ces structures est représenté sur la Figure 2.2 La période de l'empilement est notée a , la longueur du milieu 1, L_1 et la longueur du milieu 2, L_2 .



Figure 2.2. Cristal photonique unidimensionnel: il s'agit d'un milieu périodique composé de l'alternance de deux couches d'épaisseur différente (L_1 et L_2) formées de matériaux ayant des constantes diélectriques différentes (ϵ_1 et ϵ_2). a dénote la période de l'empilement.

Si on considère que le champ électromagnétique peut se propager suivant les directions x et z , on peut écrire à partir de (2.9) et compte tenu de la périodicité dans la direction z :

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}) &= \vec{E}_{kn}(x, z) = \vec{u}_{kn}(z)e^{jkz}e^{j\beta x} \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \vec{H}_{kn}(x, z) = \vec{v}_{kn}(z)e^{jkz}e^{j\beta x}\end{aligned}\quad (2.13)$$

où $\vec{u}_{kn}$ et $\vec{v}_{kn}$ sont des fonctions périodiques de période a . k est le vecteur d'onde de Bloch (composante du vecteur d'onde dans la direction z). β est la composante du vecteur d'onde dans la direction x qui reste constante au cours de la propagation (loi de Descartes: conservation de la composante parallèle du vecteur d'onde aux interfaces entre deux couches). La relation de dispersion de ces structures trouve une expression analytique en utilisant le formalisme des matrices de transfert [YEH1988]. Cette relation de dispersion s'écrit suivant que le champ électromagnétique est transverse électrique (TE: le champ électrique est polarisé dans la direction perpendiculaire au plan d'incidence et parallèle au plan des couches) ou transverse magnétique (TM: le champ magnétique est polarisé dans la direction perpendiculaire au plan d'incidence et parallèle au plan des couches)

$$\begin{aligned}k(\omega, \beta) &= \frac{1}{a} \arccos \left[\frac{1}{2} (A_{TE} + D_{TE}) \right] \quad (\text{TE}) \\ k(\omega, \beta) &= \frac{1}{a} \arccos \left[\frac{1}{2} (A_{TM} + D_{TM}) \right] \quad (\text{TM})\end{aligned}\quad (2.14)$$

où

$$\begin{aligned}
 A_{TE} &= e^{jk_1 L_1} \left[\cos(k_2 L_2) + \frac{1}{2} j \left(\frac{k_2}{k_1} + \frac{k_1}{k_2} \right) \sin(k_2 L_2) \right] \\
 A_{TM} &= e^{jk_1 L_1} \left[\cos(k_2 L_2) + \frac{1}{2} j \left(\frac{\varepsilon_2 k_2}{\varepsilon_1 k_1} + \frac{\varepsilon_1 k_1}{\varepsilon_2 k_2} \right) \sin(k_2 L_2) \right] \\
 D_{TE} &= e^{-jk_1 L_1} \left[\cos(k_2 L_2) - \frac{1}{2} j \left(\frac{k_2}{k_1} + \frac{k_1}{k_2} \right) \sin(k_2 L_2) \right] \\
 D_{TM} &= e^{-jk_1 L_1} \left[\cos(k_2 L_2) - \frac{1}{2} j \left(\frac{\varepsilon_2 k_2}{\varepsilon_1 k_1} + \frac{\varepsilon_1 k_1}{\varepsilon_2 k_2} \right) \sin(k_2 L_2) \right]
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

Les coefficients k_i ($i=1;2$) sont donnés par:

$$k_i = \left[\varepsilon_i \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - \beta^2 \right]^{\frac{1}{2}} \tag{2.16}$$

Traçons la structure de bandes du CP 1D défini par $L_1=119\text{nm}$, $\varepsilon_1=2.25$, $L_2=152\text{nm}$ et $\varepsilon_2=10.43$. La Figure 2.3 représente la projection de la relation de dispersion sur le plan (β, ω) pour les polarisations TE et TM. ω_0 est la valeur de la pulsation correspondant à la longueur d'onde $1.54\mu\text{m}$.

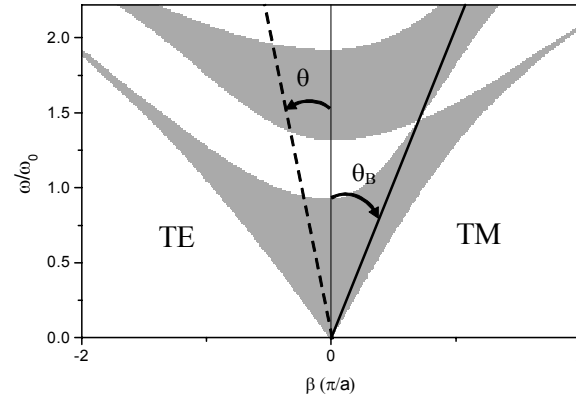


Figure 2.3. Structure de bandes photoniques du CP 1D défini par $L_1=119\text{nm}$, $\varepsilon_1=2.25$, $L_2=152\text{nm}$ et $\varepsilon_2=10.43$. β est la composante du vecteur d'onde dans la direction x (axe perpendiculaire à la direction de la périodicité). ω_0 est la valeur de la pulsation correspondant à la longueur d'onde $1.54\mu\text{m}$. Les zones grises correspondent aux valeurs de β et ω pour lesquelles le vecteur d'onde de Bloch est purement réel.

Les zones grises correspondent à des valeurs de β et ω pour lesquelles le vecteur d'onde de Bloch k est purement réel, c'est à dire à des valeurs pour lesquelles le champ électromagnétique peut se propager dans la structure. Ce sont les "bandes permises". Quant aux zones blanches, elles correspondent aux valeurs de β et ω pour lesquelles la partie imaginaire du vecteur d'onde de Bloch n'est pas nulle. Dans ces zones, le champ ne se propage pas: il est évanescent. Ce sont les bandes interdites ou les "gaps photoniques". Pour les structures 1D, il existe des bandes interdites pour tous

les angles d'incidences (θ) sauf lorsque le champ électromagnétique est polarisé TM et que $\theta = \theta_B$, l'angle de Brewster.

Lorsque l'angle d'incidence est fixé, on peut tracer la relation de dispersion dans le plan (ω, k) . La Figure 2.4 représente la structure de bandes lorsque le champ est incident perpendiculairement au plan des couches ($\theta=0$) avec $0 < k < \pi/a$ (demi première zone de Brillouin). Les bandes jaunes surlignent les bandes interdites.

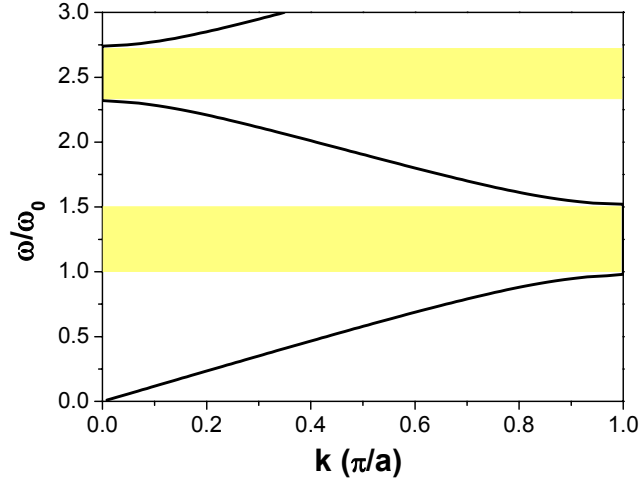


Figure 2.4. Structure de bandes photoniques du CP 1D dans la direction $\theta=0$. Les bandes jaunes matérialisent les gaps photoniques.

De cette courbe, de nouvelles informations peuvent être déduites. C'est le cas de l'évolution en fonction de ω de la vitesse de phase $v_\phi = \frac{\omega}{k}$ ou de l'indice effectif défini par $n_{\text{eff}} = \frac{c}{v_\phi}$ (Figure 2.5 a)),

ou encore celle de la vitesse de groupe $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ (Figure 2.5 b)).

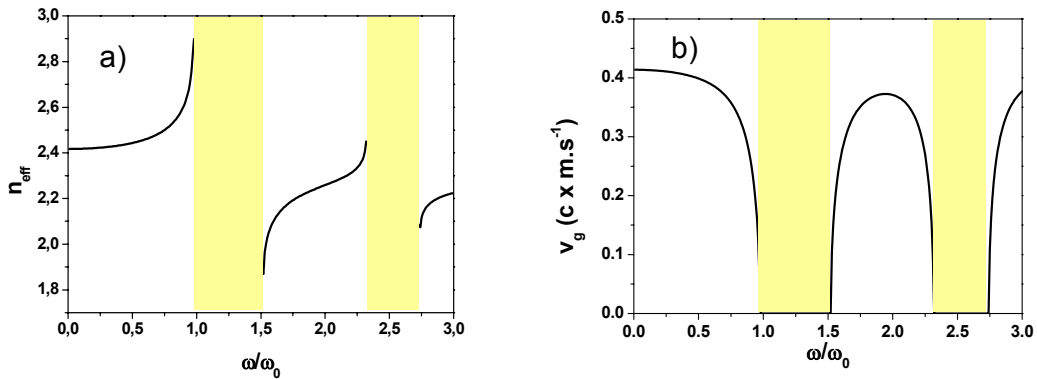


Figure 2.5. a) Evolution de l'indice effectif avec la fréquence – **b)** Evolution de la vitesse de groupe avec la fréquence (c est la vitesse de la lumière dans le vide); les zones jaunes correspondent aux bandes interdites.

On peut remarquer ici que la vitesse de groupe s'annule en bord de gap traduisant une augmentation de la densité de modes optiques à l'intérieur de la structure pour ces fréquences.

Les propriétés dispersives comme la position et la largeur en fréquence des gaps photoniques dépendent des paramètres optiques et géométriques de la structure. Par exemple, dans le cas d'un empilement de couches quart d'onde tel que $L_1 = n_1 \lambda_0 / 4$ et $L_2 = n_2 \lambda_0 / 4$ avec λ_0 la longueur d'onde centrale du gap photonique du premier ordre et n_1 et n_2 les indices de réfraction des couches, la largeur en longueur d'onde de ce gap vaut:

$$\lambda_{\text{gap}} \approx \lambda_0 \frac{2 n_2 - n_1}{\pi n_1 + n_2} \quad (2.17)$$

Plus le contraste d'indice de réfraction entre les deux matériaux composant le CP 1D est grand, plus les gaps photoniques seront larges. Ceci s'applique aussi à tous les autres types d'empilement.

Comme on peut le remarquer sur la Figure 2.3, les cristaux photoniques 1D ne permettent pas d'empêcher la lumière de se propager à une fréquence donnée pour tous les angles d'incidences. La solution est l'utilisation de structures périodiques tridimensionnelles. Cependant ces structures étant très difficiles à fabriquer, beaucoup d'études se sont portées sur les structures bidimensionnelles, plus facile à fabriquer, et qui peuvent présenter des gaps photoniques complets dans un plan.

2.2.2.2. Cristaux photoniques bidimensionnels

Les CPs 2D sont des matériaux ayant une constante diélectrique périodique dans 2 directions de l'espace. La Figure 2.6 représente une de ces structures. Il s'agit ici d'un réseau carré de trous d'air cylindriques de profondeur infinie percés dans un matériau diélectrique infini.

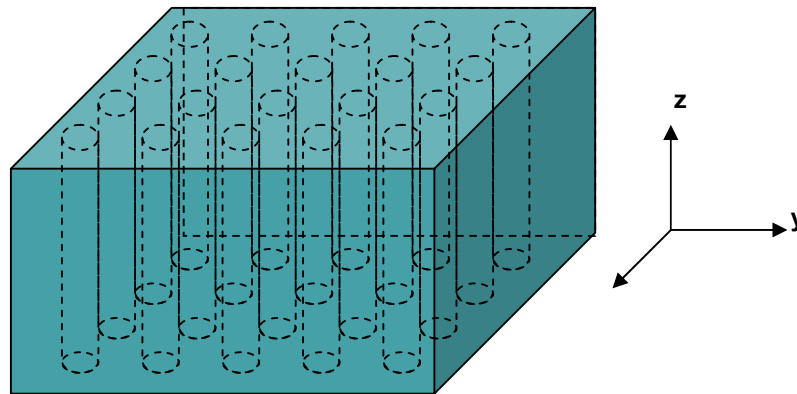


Figure 2.6. Représentation schématique d'un CP 2D. Il s'agit ici d'un réseau carré de trous d'air percés dans un matériau diélectrique.

Les CPs 2D les plus cités dans la littérature sont ceux composés de réseaux de trous d'air cylindriques percés dans un matériau diélectrique ou de réseaux de cylindres diélectriques entourés

d'air. Ces trous ou ces cylindres peuvent être arrangés suivant différentes configurations comme, par exemple, l'arrangement carré, triangulaire, graphite, etc... Les propriétés dispersives des CPs 2D dépendent bien évidemment de ces arrangements [Sakoda2001]. Nous nous limiterons ici à l'étude du réseau triangulaire de trous d'air cylindriques percés dans un matériau diélectrique, qui est certainement le plus étudié de tous les CPs 2D compte tenu de ses propriétés.

La Figure 2.7. gauche est une représentation schématique d'une coupe perpendiculaire à l'axe d'invariance de la structure triangulaire (ici l'axe des trous). C'est le plan de périodicité.

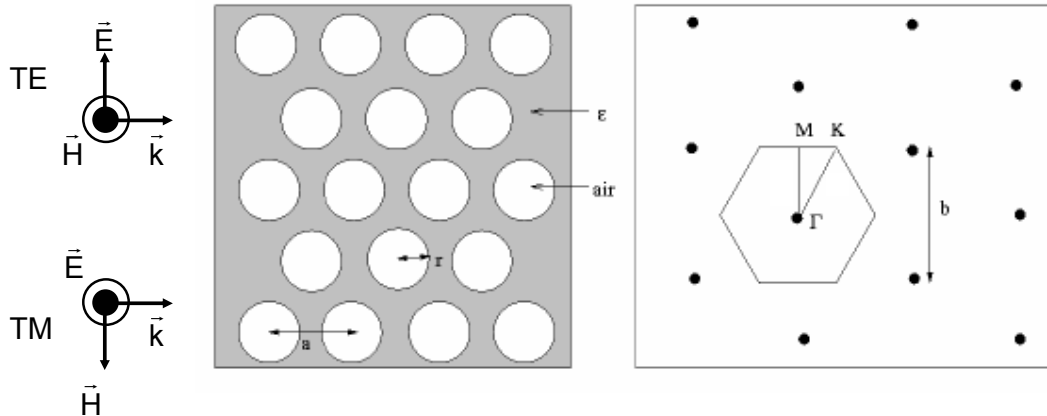


Figure 2.7. Réseau triangulaire de trous d'air cylindriques. GAUCHE: Plan de périodicité de la structure triangulaire de trous d'air. ϵ est la constante diélectrique du matériau diélectrique, r le rayon des trous et a la période du réseau. On note que le champ électromagnétique est polarisé TM lorsque le champ électrique $\vec{E}$ est dans la direction parallèle à l'axe des trous et polarisé TE lorsque le champ magnétique est parallèle à l'axe des trous. DROITE: Réseau réciproque du réseau triangulaire. Il s'agit aussi d'un réseau triangulaire avec une période $b=2\pi/a$. La zone de Brillouin est hexagonale. Les points de haute symétrie sont notés Γ (vecteur d'onde nul dans le plan), K (ΓK correspond à la direction entre trous les plus proches voisins) et M (ΓM correspond à la direction entre trous les plus éloignés).

La distance entre les centres des trous les plus proches, la périodicité du réseau, est notée a . ϵ désigne la constante diélectrique du matériau et r le rayon des trous.

Un exemple de structure de bandes photoniques de ce type de CP est donné sur la Figure 2.8. Le calcul a été réalisé en utilisant la méthode du développement en ondes planes utilisant 1024 ondes planes pour une structure dont les paramètres sont: $\epsilon=12$ (typique pour un semiconducteur III-V), $r/a=0.4$ correspondant à un facteur de remplissage en air, f (défini comme le rapport de la surface des trous d'air et de la surface totale), de 58%. Le calcul est fait en faisant varier le module et la direction du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de la zone de Brillouin, c'est-à-dire en suivant le chemin $\Gamma MK\Gamma$ dans l'espace réciproque. Les bandes sont tracées pour le cas où le champ électrique est parallèle à l'axe des trous (polarisation TE – lignes pointillées rouges sur la Figure 2.8.) et le cas où le champ magnétique est parallèle à l'axe des trous (polarisation TM – lignes pleines noires sur la Figure 2.8.). Remarquons que, dans le diagramme de bande présenté ici, l'énergie des bandes est exprimée en fonction d'un terme sans unité, $\omega a/2\pi c = a/\lambda$, signifiant que, pour fixer la valeur de ces énergies, il faut fixer la valeur de a . Dans le cas où les paramètres ont été fixés de la

sorte, des gaps photoniques 2D apparaissent à différentes fréquences pour les deux polarisations (en jaune pour la polarisation TE, en vert pour la polarisation TM).

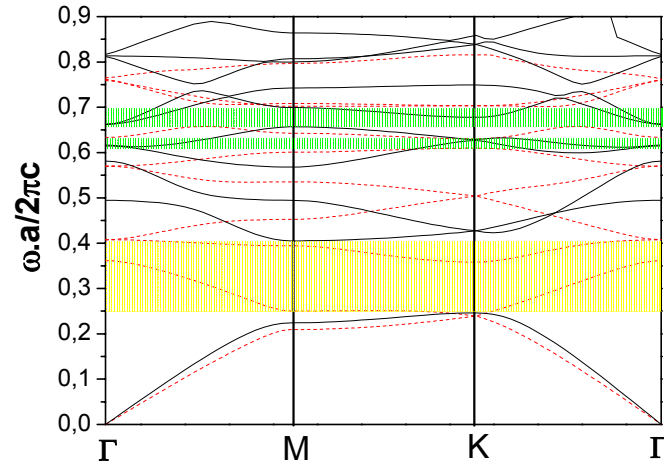


Figure 2.8. Structure de bandes photoniques du réseau triangulaire de trous ayant pour caractéristiques $\epsilon=12$ et $r/a=0.4$. Les lignes noires correspondent aux bande TE et les lignes en pointillés rouges aux bandes TM. La bande jaune et les bandes vertes matérialisent les gaps photoniques obtenues lorsque le champ électromagnétique est polarisé TE et TM, respectivement.

Dans ce cas, le recouvrement des gaps TE et TM est nul. La Figure 2.9 représente la cartographie des gaps photoniques dans les polarisations TE et TM en fonction du rapport r/a pour cette structure.

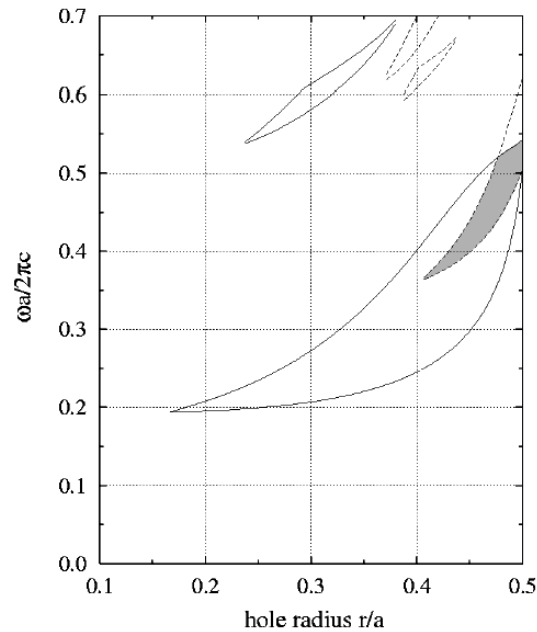


Figure 2.9. Carte des gaps photoniques du réseau triangulaire de trous cylindriques d'air défini par sa périodicité a , le rayon de ses trous r et la constante diélectrique $\epsilon=12$ (tiré de [Agi02003]). Les zones délimitées par les lignes pleines et en pointillés indiquent respectivement la position et la largeur des gaps photoniques TE et TM en fonction du rapport r/a . La zone en gris correspond aux valeurs de r/a et de l'énergie où il existe un recouvrement entre les gaps TE et TM

Pour certaines valeurs de r/a , il existe à la fois une bande interdite photonique, aux mêmes fréquences, pour les polarisations TE et TM (zone en gris sur la Figure 2.9.). Ceci est la raison principale pour laquelle ce type de CPs est très étudié. Le réseau triangulaire de trous est la seule structure simple permettant d'obtenir une bande interdite 2D totale (à la fois TE et TM) entre les deux premières bandes permises.

Dans la réalité, les CPs 2D ont une taille finie dans la direction parallèle à l'axe des trous. Pour que le champ électromagnétique soit aussi confiné dans cette direction, le CP 2D peut être associé à un guide planaire à saut d'indice. On appelle ces structures des CPs 2.5D.

2.2.2.3. Cristaux photoniques 2.5D

La Figure 2.10 représente un exemple de CP 2.5D. Il s'agit d'un réseau de trous cylindriques percé à l'intérieur d'un guide d'onde à saut d'indice défini par l'empilement des couches d'indices n_1 , n_2 et n_3 tels que $n_2 > n_1 = n_3$. Le profil du mode guidé se propageant dans le guide d'onde est aussi tracé sur la Figure 2.10.

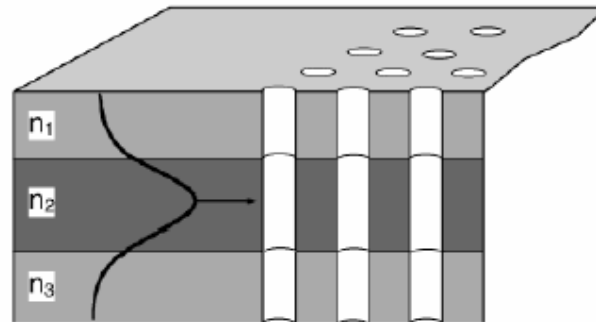


Figure 2.10. Exemple de CP 2.5D. Un réseau de trous cylindriques est percé dans un guide d'onde à saut d'indice composé de l'empilement des couches d'indice n_1 , n_2 et n_3 tels que $n_2 > n_1 = n_3$. Le profil du mode se propageant dans le guide d'onde non perturbé par le CP est tracé.

Pour calculer la relation de dispersion à l'intérieur de ces CPs 2.5D, il faut tenir compte de leur structuration verticale. Cependant, la méthode du développement en ondes planes ne s'applique qu'à des structures périodiques infinies. Deux méthodes sont couramment utilisées pour calculer le diagramme de bandes: la méthode des supercellules et la méthode de l'indice effectif.

- La méthode des supercellules (utilisée également dans le calcul de la structure de bandes des CPs ayant des défauts de périodicité – voir 2.2.3) consiste à introduire artificiellement dans le calcul une périodicité dans la direction verticale. Ceci permet à nouveau l'utilisation de la méthode du développement en ondes planes. La Figure 2.11 montre un exemple de structure où une périodicité artificielle a été introduite. Un calcul 3D est alors nécessaire pour obtenir le diagramme de bandes. La taille des supercellules devra être choisie de façon à empêcher tout couplage entre supercellules

adjacentes (par exemple couplage entre membrane sur la Figure 2.11.) pour ne pas modifier ou faire apparaître des bandes.

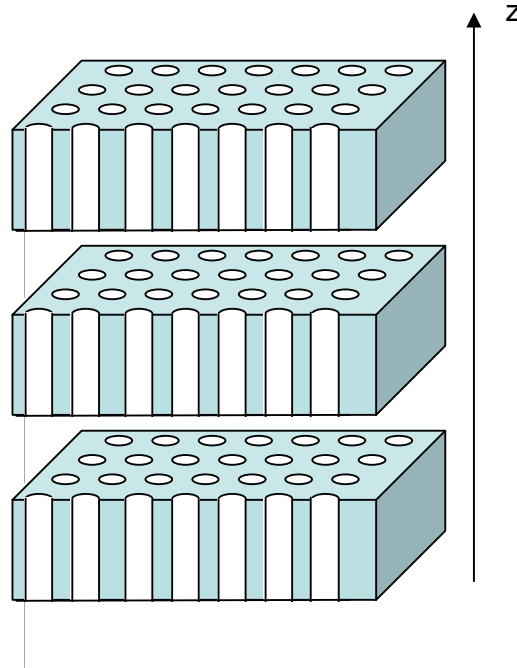


Figure 2.11. Exemple de structure utilisée pour le calcul du diagramme de bandes de CP 2.5D. La structure d'origine (ici un réseau de trous percé dans une membrane) est répétée suivant la direction z .

Cependant, les modes pouvant se coupler aux modes radiatifs du guide d'onde, ne sont pas totalement confinés dans le guide d'onde. Dans ce genre de structure, le guidage dans la direction verticale est assuré par le phénomène de réflexion totale. Dans un guide d'onde planaire non perturbé par un CP (cf. partie non percée dans la Figure 2.10.), la constante de propagation des modes guidés $k_{||}$ (composante du vecteur d'onde dans le plan) est supérieure à $n_{1,3}\omega/c$ (n_1 et n_3 indices de la gaine du guide planaire). La courbe de dispersion de ces modes guidés se trouve donc sous les courbes définies par $\omega = k_{||}c/n_{1,3}$. Ces courbes définissent ce qu'on appelle le cône de lumière des matériaux d'indices de réfraction n_1 et n_3 . Lorsqu'un mode se trouve au dessus du cône de lumière de ces couches, la lumière provenant d'une des gaines traverse le cœur du guide en se réfléchissant sur les interfaces gaine/cœur puis cœur/gaine puis se propage dans l'autre gaine jusqu'à l'infini. Pour les CPs photoniques, lorsqu'un mode se trouve au dessus du cône de lumière des gaines, celui-ci peut se coupler au continuum des modes radiatifs du guide d'onde. Ces modes se propagent donc en partie dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité. Lorsqu'on périodise la structure dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité, on ne pourra donc pas empêcher le couplage entre les différents guides pour les modes se trouvant au dessus du cône de lumière. Ceci signifie que cette méthode ne permet pas de calculer la dispersion des modes se trouvant au dessus du cône de lumière.

- La méthode de l'indice effectif consiste à considérer la structuration verticale en remplaçant, dans le calcul se basant sur le développement en ondes planes, l'indice du matériau diélectrique par l'indice effectif du mode guidé par le guide d'onde planaire [Benisty2000], [Qiu2002]. Un calcul 2D permet alors de calculer la structure de bandes. Cette méthode est la méthode que nous utiliserons dans la suite pour le calcul du diagramme de bandes des CPs 2.5D. L'article [Qiu2002] donne une idée des limites de cette méthode. Ces limitations proviennent du fait que ni la dispersion de l'indice effectif ni le fait que le guide d'onde puisse être multimode ne sont considérés. Qiu montre que le domaine de validité de cette approximation est plus grand dans le cas des guides à faible contraste d'indice en comparaison des guides à fort contraste d'indice (type membrane air/semiconducteur/air).

Finalement, pour obtenir une bande interdite tridimensionnelle, il est nécessaire d'utiliser des structures qui ont une direction de périodicité supplémentaire: les CP 3D. Ces structures n'ont pas été étudiées au cours de cette thèse. Nous en donnons un exemple dans le paragraphe suivant.

2.2.2.4. Cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques 3D sont des matériaux ayant une constante diélectrique périodique dans les trois dimensions de l'espace. Parmi les CPs 3D offrant la possibilité d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle, on peut citer la structure "Yablonovitch" [Yablonovitch1991], la structure opale inverse [Blanco2000]. La Figure 2.12.a) représente le CP 3D étudié dans [Johnson2000]. Il s'agit d'une structure de type cubique à faces centrées de trous d'air dans du diélectrique.

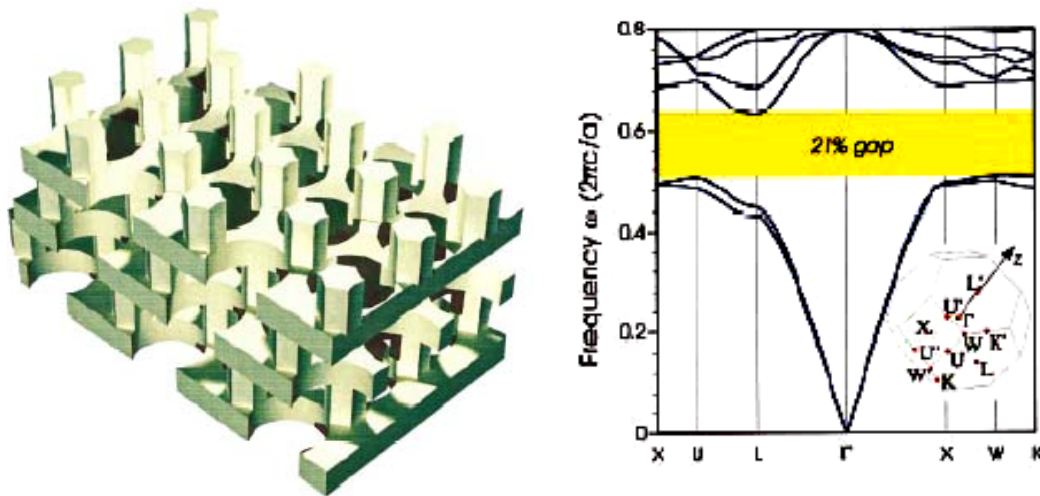


Figure 2.12. a) Représentation du CP 3D étudié dans [Johnson2000]. Il consiste en un arrangement de type cubique à face centrée de trous d'air ($r/a=0.293$, hauteur= $0.93a$) dans du diélectrique ($\epsilon=12$). b) Diagramme de bandes pour la structure décrite précédemment. La zone Brillouin est représentée dans la figure. La zone jaune matérialise le gap 3D obtenue.

La structure de bandes est donnée sur la Figure 2.12.b). Comme on peut le voir, cette structure permet d'obtenir un gap omnidirectionnel large (largeur de gap $\Delta\omega=0.21\omega$).

Jusqu'ici, nous nous sommes intéressés aux cristaux photoniques parfaitement périodiques. Nous avons vu que lorsque les paramètres optiques et géométriques de ces structures sont bien choisis, des bandes photoniques interdites à la propagation de la lumière apparaissent. Ces bandes interdites peuvent être 1D, 2D ou 3D suivant que la périodicité du CP étudié est 1D, 2D ou 3D.

Cependant, pour contrôler précisément et efficacement la propagation de la lumière, l'introduction de défauts dans la périodicité de ces objets peut être un atout équivalent à celui apporté par le dopage des semiconducteurs pour contrôler les propriétés de conduction des semiconducteurs.

2.2.3. Défaut de périodicité: méthode de la supercellule

Lorsqu'un défaut est introduit dans la périodicité d'un CP possédant une bande interdite, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique. Le calcul de la structure de bandes de ces objets permettrait de connaître la position et la dispersion de ces modes.

Dès que des défauts sont introduits, la périodicité des structures est rompue et la méthode du développement en ondes planes ne peut plus s'appliquer. Pour continuer à utiliser cette méthode, une nouvelle périodicité peut être introduite artificiellement : le défaut est placé au centre d'une cellule de base comprenant plusieurs rangées du réseau d'origine que l'on appelle supercellule. Cette supercellule est ensuite répétée suivant les directions du réseau de base pour donner naissance à un nouveau réseau parfaitement périodique (voir pour exemples les Figures 2.14. et 2.16).

Cette méthode est appelée la méthode des supercellules. L'approximation que constitue cette méthode dépend directement du couplage entre les "défauts" du réseau constitué de supercellules. Il est évident que, plus les défauts sont éloignés, plus le couplage sera faible et plus les propriétés dispersives de la structure constituée de supercellules seront proches de celles de la structure ne comprenant qu'un défaut [Yariv1999].

Parmi les défauts possibles dans les CPs, une distinction peut être faite entre les défauts ponctuels de dimension 0D correspondant à une brisure locale de la périodicité, et les défauts étendus de dimension 1D, 2D ou 3D. Ces derniers ne peuvent bien entendu exister que dans des CPs ayant une dimensionnalité supérieure ou égale.

2.2.3.1 Défaut ponctuel dans les CPs 1D

Un défaut 0D dans un CP 1D correspond à la modification de l'épaisseur ou de la constante diélectrique d'une couche. La Figure 2.13. est une représentation schématique d'une de ces structures. Cette structure est en fait une cavité de type Fabry-Perot où les miroirs sont composés de l'empilement de Bragg semi-infini. La condition de résonance s'écrit alors:

$$\frac{2\pi 2\sqrt{\epsilon_d}L}{\lambda} + 2\varphi(\lambda) = 2p\pi \quad (2.18)$$

Où ϵ_d et L sont la constante diélectrique et la longueur du défaut. $\varphi(\lambda)$ est le déphasage qu'introduit chacun des miroirs de Bragg semi-infini.



Figure 2.13. Représentation schématisée d'un CP 1D ayant un défaut ponctuel. L est la longueur du défaut et a la période du CP 1D.

2.2.3.2. Défaut ponctuel dans les CPs 2D

Un défaut 0D dans un CP 2D consiste en une modification locale de l'indice de réfraction ou de la taille d'un motif du réseau (rayon des trous d'air par exemple dans un réseau de trous). A titre d'exemple, nous allons appliquer la méthode des supercellules dans un CP 2D de type réseau triangulaire de trous cylindriques dans lequel un trou est supprimé. Ce type de structure est usuellement appelé cavité H1 (H pour hexagonal et 1 pour un trou).

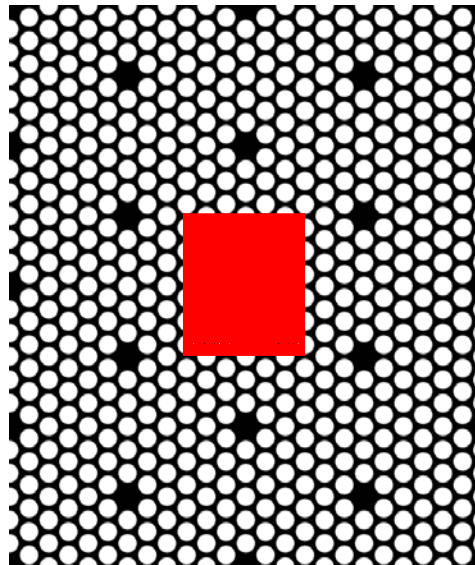


Figure 2.14. CP 2D utilisé pour le calcul de la structure de bandes de la cavité H1. La structure d'origine (sans défaut) est la structure étudiée au 2.2.2. La zone rouge hachurée délimite la supercellule utilisée pour le calcul.

La Figure 2.14 représente la structure à laquelle le développement en ondes planes est appliqué. Les défauts sont distants de 6 fois la période du réseau d'origine. Le réseau d'origine est le même réseau qui a été étudié au 2.2.2. La zone hachurée en rouge délimite la supercellule définie pour le calcul. Le calcul est effectué pour le champ électromagnétique dans la polarisation TE. Dans cette polarisation, la structure d'origine présente une large bande interdite entre les deux premières bandes. Le résultat du calcul est présenté sur la Figure 2.15. Les deux premières bandes permises du réseau sans défaut sont reportées sur la même figure.

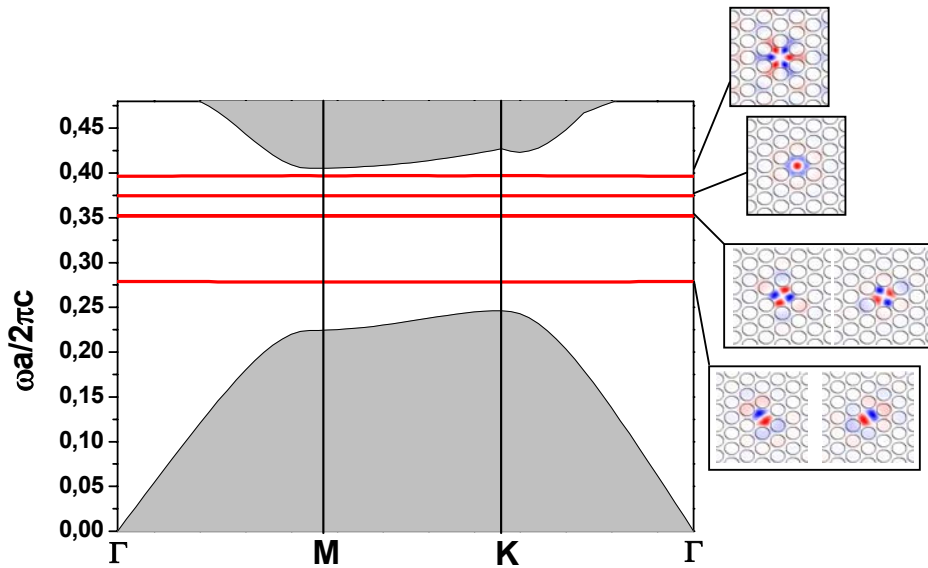


Figure 2.15. Structure de bandes de la structure H1. Les zones grises représentent les deux bandes permises à la propagation des photons dans la structure d'origine. Les 4 bandes rouges correspondent aux modes confinés dans le défaut. La distribution spatiale de H_z est représentée dans les encadrés.

4 niveaux d'énergie discrets apparaissent à l'intérieur du gap (bandes rouges sur Figure 2.15.). Ils correspondent à 4 modes confinés à l'intérieur du défaut. La distribution spatiale de ces modes peut être observée sur la Figure 2.15. On peut remarquer que ces bandes d'énergie sont plates signifiant qu'il n'existe aucun couplage entre les défauts, la taille de la supercellule choisie étant suffisamment importante [Yariv1999]. Ces structures forment donc des microcavités bidimensionnelles où le champ électromagnétique est fortement confiné.

2.2.3.3. Défaut étendu dans les CPs 2D

Un défaut étendu dans un CP 2D est un défaut de dimension 1 ou 2. Il s'agit de défauts qui ont une extension dans une ou plusieurs directions de la périodicité du cristal d'origine. L'exemple typique est une rangée de trous supprimée dans la direction ΓK dans un CP 2D de type réseau triangulaire de trous. Ce type de défaut est appelé guide W1 (W pour waveguide et 1 pour la largeur du guide). Nous

allons voir que ces défauts constituent en effet des guides d'ondes où le champ électromagnétique peut se propager dans la direction d'invariance du défaut (ici ΓK) et où il est confiné transversalement grâce à la présence d'un gap photonique.

La structure utilisée pour le développement en ondes planes est représentée sur la Figure 2.16.. Le réseau d'origine est celui étudié dans la partie 2.2.2. La distance entre les centres des rangées de trous supprimées vaut 6 fois la période du réseau d'origine. La zone hachurée en rouge délimite la supercellule utilisée pour le calcul.

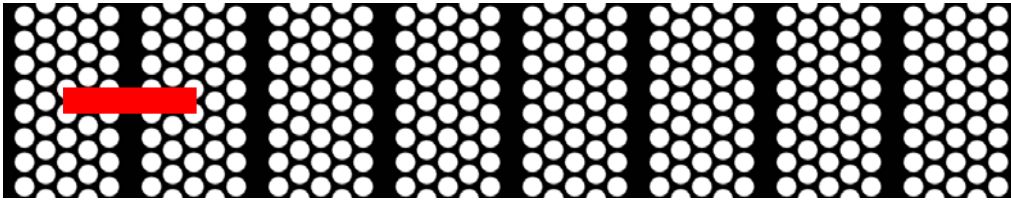


Figure 2.16. CP 2D utilisé pour le calcul de la structure de bandes des guides W1. La structure d'origine (sans défaut) est la structure étudiée au 2.2.2. La zone rouge hachurée délimite la supercellule utilisée pour le calcul.

Le calcul est effectué pour la polarisation TE où le réseau d'origine présente une bande interdite entre la première et la deuxième bande permise. La Figure 2.17 montre la structure de bandes ainsi calculée pour les vecteurs d'ondes compris entre les points Γ et K de la zone de Brillouin.

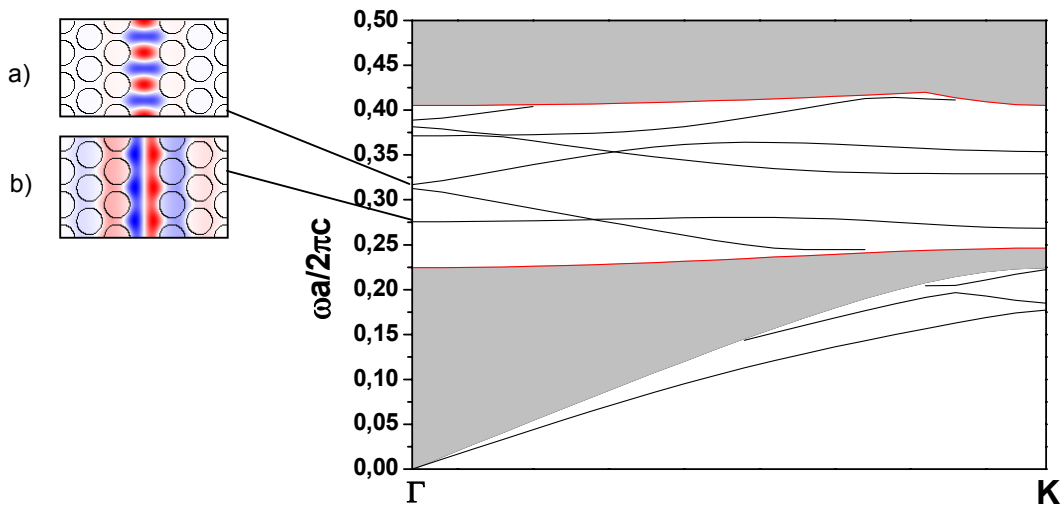


Figure 2.17. Diagramme de bandes de la structure W1 dans la direction ΓK . Les zones grises représentent les deux bandes permises à la propagation des photons dans la structure d'origine sans défaut. **a)** distribution spatiale de H_z d'un mode pair. **b)** distribution spatiale de H_z d'un mode impair.

Les parties en gris délimitent les deux premières bandes permises dans le CP sans défaut d'origine. Les lignes sur ce diagramme de bandes correspondent aux modes guidés à l'intérieur du défaut. Certains de ces modes sont appelés pair ou impair suivant que la distribution spatiale du champ est

symétrique ou anti-symétrique par rapport à l'axe d'invariance du guide. Des exemples de distribution spatiale de modes pair et impair sont donnés sur les Figures 2.17.a et 2.17.b. Ce type de structure est actuellement très étudié car il permettrait d'envisager la réalisation de circuits photoniques planaires à deux dimensions pour l'optique intégrée. Il serait apte, par exemple, grâce au guidage par le gap photonique de guider la lumière dans des virages serrés [Mekis1996].

Nous avons pu voir jusqu'à présent que la méthode du développement en ondes planes est adaptée pour calculer la structure de bandes des CPs infinis. Cependant, cette méthode ne s'applique pas aux CPs de taille finie et ne permet pas de calculer la réponse de ces objets à une excitation optique.

2.3. Cristaux photoniques finis (la réalité...)

2.3.1. Cristaux photoniques unidimensionnels (1D): Méthodes des matrices de transfert

Lorsqu'un CP 1D est de taille finie $L=Na$ (N est le nombre de périodes et a la période), on parle de miroir de Bragg. Les coefficients de transmission et de réflexion (r) en amplitude du champ électromagnétique peuvent être calculés en utilisant le formalisme des matrices de transfert [Yeh1988]. Le principe est de calculer la matrice M de passage décrivant l'évolution du champ à travers une cellule élémentaire (une période du réseau) puis d'en déduire $M_N=M^N$ la matrice de transfert du système entier. Les coefficients t et r obtenus sont complexes.

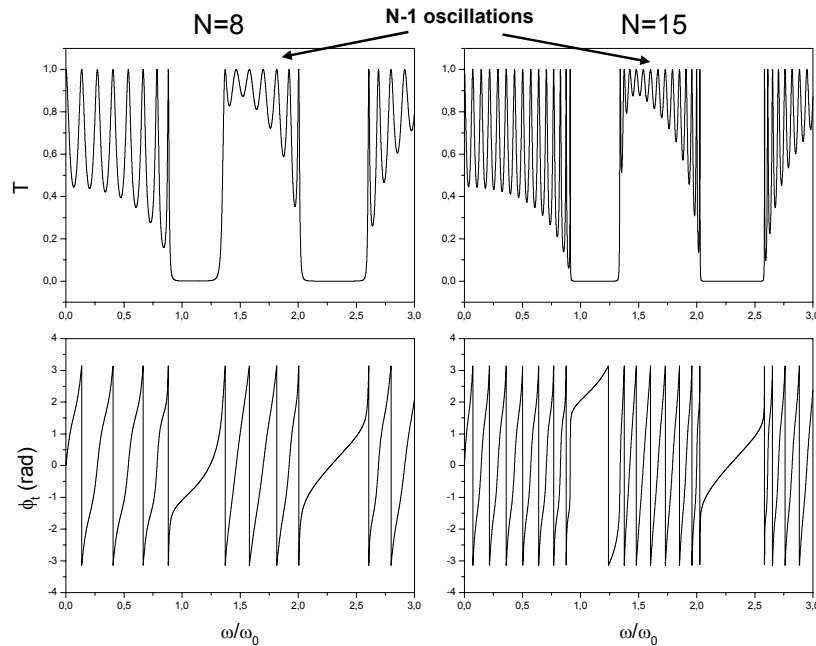


Figure 2.18. Coefficient de transmission en intensité et déphasage en transmission de miroirs de Bragg (tiré de [Dumeige2002-1])

On peut écrire

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{R} e^{j\phi_r} \\ t &= \sqrt{T} e^{j\phi_t} \end{aligned} \quad (2.19)$$

R et T sont les coefficients de réflexion et de transmission en intensité, ϕ_r et ϕ_t les déphasages en réflexion et en transmission introduits par le miroir de Bragg.

Le coefficient de transmission T et le déphasage ϕ_t calculés pour des miroirs de Bragg de 8 et 15 périodes dont la cellule élémentaire est celle du CP 1D présenté dans les Figures 2.3, 2.4 et 2.5 sont représentés sur la Figure 2.18. La transmission s'annule dans les zones correspondant aux bandes interdites photoniques de la Figure 2.5. Entre les bandes interdites successives la transmission oscille, le nombre d'oscillation étant directement relié au nombre de périodes de la structure.

Si le calcul des coefficients de transmission et de réflexion est analytique dans le cas des miroirs de Bragg, il ne l'est plus dans le cas des structures périodiques bidimensionnelles et tridimensionnelles. La méthode que nous avons choisie pour le calcul des coefficients de transmission et de réflexion des structures bidimensionnelles est la méthode des différences finies ou FDTD (Finite Difference Time Domain) [Taflou2000]. Le programme que nous utilisons a été développé au Laboratoire d'Electronique Optoélectronique et Microsystèmes par X. Letartre.

2.3.2. Cristaux photoniques >1D: Méthode des différences finies (FDTD)

Dans la partie 2.2., la résolution des équations de Maxwell dans le cas des CPs est réalisée dans l'espace des fréquences afin de calculer la structure de bandes. La méthode FDTD consiste en une résolution de ces équations à l'aide d'une méthode de différences finies portant sur les variables spatiales et la variable temporelle.

En pratique, une partie de l'espace (espace de travail) dans laquelle on veut étudier la propagation du champ électromagnétique est délimitée puis discrétisée. Un champ électromagnétique y est ensuite introduit au temps $t=0$. Le principe de la méthode est de calculer la distribution spatiale du champ électromagnétique se propageant dans l'espace de travail à tous les pas de temps en appliquant, dans notre cas, des conditions aux limites de l'espace de travail absorbantes. Notons qu'il est possible d'avoir accès aux informations spectrales grâce à la transformée de Fourier lorsque le champ électromagnétique incident dans l'espace de travail est une impulsion.

Cette méthode présente un grand nombre d'avantages. Tout d'abord, c'est une méthode simple : elle met en jeu, en effet, des concepts et des outils de résolutions élémentaires (équations de Maxwell, différences finies). Ensuite, elle permet l'obtention en une seule simulation des informations temporelles et spectrales sur une structure. Elle apporte aussi des éléments de compréhension sur l'établissement du champ électromagnétique dans la structure en offrant la possibilité d'obtenir la

distribution du champ à différents temps. Enfin, cette méthode permet l'évaluation en fonction du temps de nombreuses autres grandeurs comme le vecteur de Poynting ou l'énergie électromagnétique stockée. En revanche, cette méthode peut requérir des moyens de calcul et des mémoires informatiques importants, dépendant de la taille de l'espace de travail. Pour diminuer les temps d'exécution, les espaces de travail doivent être choisis assez réduits. Les structures étudiées seront donc assez limitées en taille (quelques dizaines de microns à $\lambda=1.55\mu\text{m}$).

2.3.2.1. Géométrie et discrétisation du problème 2D

Considérons les équations de Maxwell "rotationnelles" de (2.1). Le système à discrétiser devient alors dans un repère cartésien $(O, \hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$:

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) & \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) & \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) & \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (2.20)$$

Dans le cas 2D, le calcul de la propagation du champ électromagnétique $(\vec{E}, \vec{H})$ doit être effectué dans une structure où l'indice de réfraction est constant dans une direction (z) perpendiculaire aux deux autres. Dans ce cas, le champ électromagnétique ne dépend pas de cette coordonnée et donc $\partial/\partial z = 0$. Ce qui conduit à la simplification du système (2.20) suivante:

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y} & \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y} \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} & \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) & \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (2.21)$$

On voit alors apparaître deux triplets de composantes indépendants l'un de l'autre:

- Composantes TE: H_z , E_x et E_y
- Composantes TM: E_z , H_x et H_y

La propagation du champ électromagnétique pourra donc être calculée de façon indépendante pour les polarisations TE et TM

Soit $u(x,y,t)$ une fonction des trois variables x , y et t . Effectuons son développement de Taylor au premier ordre par rapport à ces trois variables:

$$\begin{aligned}
 u(x + \Delta x, y, t) &= u(x, y, t) + \Delta x \frac{\partial u(x, y, t)}{\partial x} + o([\Delta x]^2) \\
 u(x - \Delta x, y, t) &= u(x, y, t) - \Delta x \frac{\partial u(x, y, t)}{\partial x} + o([\Delta x]^2)
 \end{aligned}
 \quad (2.22)$$

D'où:

$$\frac{\partial u(x, y, t)}{\partial x} = \frac{u(x + \Delta x, y, t) - u(x - \Delta x, y, t)}{2\Delta x} + o([\Delta x]^2)
 \quad (2.23)$$

De la même manière on obtient:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial u(x, y, t)}{\partial y} &= \frac{u(x, y + \Delta y, t) - u(x, y - \Delta y, t)}{2\Delta y} + o([\Delta y]^2) \\
 \frac{\partial u(x, y, t)}{\partial t} &= \frac{u(x, y, t + \Delta t) - u(x, y, t - \Delta t)}{2\Delta t} + o([\Delta t]^2)
 \end{aligned}
 \quad (2.24)$$

En utilisant les notations introduites par Yee dans [Yee1966], au point (x_i, y_j) et à l'instant t_n :

$$u(x_i, y_j, t_n) = u(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t) = u_{i,j}^n
 \quad (2.25)$$

Par la suite, le même pas spatial sera choisi selon x et y , c'est à dire $\Delta = \Delta x = \Delta y$.

L'algorithme de YEE est aussi suivi pour le choix du point d'évaluation des dérivées partielles: $\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont ainsi évalués sur des grilles séparées de $\Delta/2$. La Figure 2.19 schématise cette discrétisation de l'espace et indique pour les cas TE et TM les points d'évaluation des différentes composantes du champ électromagnétique.

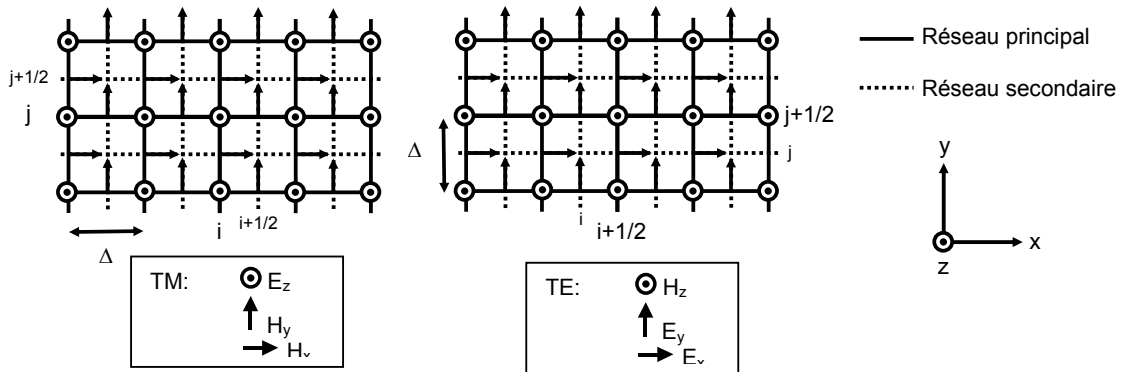


Figure 2.19. Discretisation de l'espace suivant l'algorithme de Yee à 2D. Les points d'évaluation des différentes composante du champ électromagnétique sont donnés pour les cas TE et TM.

Avec ces notations, le système (2.21) devient:

$$\begin{cases} H_{xi,j+1/2}^{n+1/2} = H_{xi,j+1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} (E_{zi,j}^n - E_{zi,j+1}^n) \\ H_{yi+1/2,j}^{n+1/2} = H_{yi+1/2,j}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} (E_{zi+1,j}^n - E_{zi,j}^n) \\ E_{zi,j}^{n+1} = E_{zi,j}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{ij} \Delta} (H_{yi+1/2,j}^{n+1/2} - H_{yi-1/2,j}^{n+1/2} + H_{xi,j-1/2}^{n+1/2} - H_{xi,j+1/2}^{n+1/2}) \end{cases} \quad \text{Cas TM} \quad (2.26)$$

$$\begin{cases} E_{xi+1/2,j}^{n+1} = E_{xi+1/2,j}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{ij} \Delta} (H_{zi+1/2,j+1/2}^{n+1/2} - H_{zi+1/2,j-1/2}^{n+1/2}) \\ E_{yi,j+1/2}^{n+1} = E_{yi,j+1/2}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{ij} \Delta} (H_{zi-1/2,j+1/2}^{n+1/2} - H_{zi+1/2,j+1/2}^{n+1/2}) \\ H_{zi+1/2,j+1/2}^{n+1/2} = H_{zi+1/2,j+1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} (E_{yi,j+1/2}^n - E_{yi+1,j+1/2}^n + E_{xi+1/2,j+1}^n - E_{xi+1/2,j}^n) \end{cases} \quad \text{Cas TE} \quad (2.27)$$

Remarque: le pas spatial et le pas temporel sont liés. Pour une raison de stabilité numérique, on est amené à choisir: $\Delta t = \Delta / (2c)$ [Taflove2000].

Les systèmes (2.26) et (2.27) permettent de calculer les champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ en tout point de la structure à l'instant t_{n+1} connaissant leurs valeurs aux instants t_n et $t_{n+1/2}$ ainsi que la valeur de l'indice de réfraction en tout point de l'espace de travail. De plus, la forme de l'algorithme impose la connaissance d'au moins une composante du champ en quatre points autour du point de calcul. Des problèmes apparaissent ainsi sur la frontière de l'espace de travail puisque la valeur des champs à l'extérieur de l'espace de travail n'est connue à aucun instant. Malheureusement l'espace de travail est limité, on ne connaît à aucun instant cette valeur. Le bord de l'espace de travail doit donc être traité de façon différente en prenant garde de ne pas introduire des réflexions n'ayant aucune origine physique.

2.3.2.2. Conditions aux limites absorbantes de Mur

Ces conditions correspondent aux conditions d'absorption proposées par Engquist-Majda et discrétisées par Mur. Elles permettent d'abaisser le taux de réflexion d'origine purement numérique à quelques pourcents. Ces conditions nécessitent la connaissance des champs en deux points voisins appartenant à l'intérieur de l'espace de travail. On peut alors calculer le champ E_z en polarisation TE (et H_z en polarisation TM) par l'intermédiaire des relations suivantes:

Sur le bord $x=0$:

$$\begin{aligned} E_{z0,j}^{n+1} = & -E_{z1,j}^{n-1} + m_{10,j} (E_{z1,j}^{n+1} + E_{z0,j}^{n-1}) + m_{20,j} (E_{z0,j}^n + E_{z1,j}^n) \\ & + m_{30,j} (E_{z0,j+1}^n - 2E_{z0,j}^n + E_{z0,j-1}^n + E_{z1,j+1}^n - 2E_{z1,j}^n + E_{z1,j-1}^n) \end{aligned} \quad (2.28)$$

Sur le bord $x=hx$:

$$\begin{aligned} E_{znx,j}^{n+1} = & -E_{znx-1,j}^{n-1} + m_{1nx,j} (E_{znx-1,j}^{n+1} + E_{znx,j}^{n-1}) + m_{2nx,j} (E_{znx,j}^n + E_{znx-1,j}^n) \\ & + m_{3nx,j} (E_{znx,j+1}^n - 2E_{znx,j}^n + E_{znx,j-1}^n + E_{znx-1,j+1}^n - 2E_{znx-1,j}^n + E_{znx-1,j-1}^n) \end{aligned} \quad (2.29)$$

Sur le bord $y=0$:

$$\begin{aligned} E_{zi,0}^{n+1} = & -E_{zi,1}^{n-1} + m_{1i,0} (E_{zi,1}^{n+1} + E_{zi,0}^{n-1}) + m_{2i,0} (E_{zi,0}^n + E_{zi,1}^n) \\ & + m_{3i,0} (E_{zi+1,0}^n - 2E_{zi,0}^n + E_{zi-1,0}^n + E_{zi+1,1}^n - 2E_{zi,1}^n + E_{zi-1,1}^n) \end{aligned} \quad (2.30)$$

Sur le bord $y=hy$:

$$\begin{aligned} E_{zi,ny}^{n+1} = & -E_{zi,ny-1}^{n-1} + m_{1i,ny} (E_{zi,ny-1}^{n+1} + E_{zi,ny}^{n-1}) + m_{2i,ny} (E_{zi,ny}^n + E_{zi,ny-1}^n) \\ & + m_{3i,ny} (E_{zi+1,ny}^n - 2E_{zi,ny}^n + E_{zi-1,ny}^n + E_{zi+1,ny-1}^n - 2E_{zi,ny-1}^n + E_{zi-1,ny-1}^n) \end{aligned} \quad (2.31)$$

Avec les constantes de Mur correspondantes:

$$m_{1i,j} = \frac{c\Delta t/n_{i,j} - \Delta}{c\Delta t/n_{i,j} + \Delta} \quad ; \quad m_{2i,j} = \frac{2\Delta}{c\Delta t/n_{i,j} + \Delta} \quad ; \quad m_{3i,j} = \frac{(c\Delta t/n_{i,j})^2}{2\Delta(c\Delta t/n_{i,j} + \Delta)} \quad (2.32)$$

($n_{i,j}$ est l'indice de réfraction au point i,j). Les relations précédentes ne sont pas applicables aux coins puisque ces quatre points ne possèdent qu'un point voisin appartenant à l'espace de travail. Il faut alors établir quatre autres relations pour traiter ces points (toujours pour la polarisation TE):

Coin (0,0):

$$E_{z0,0}^{n+1} = -E_{z1,0}^{n-1} + m_{10,0} (E_{z1,0}^{n+1} + E_{z0,0}^{n-1}) + m_{20,0} (E_{z0,0}^n + E_{z1,0}^n) \quad (2.33)$$

Coin (0,ny):

$$E_{z0,ny}^{n+1} = -E_{z1,ny}^{n-1} + m_{10,ny} (E_{z1,ny}^{n+1} + E_{z0,ny}^{n-1}) + m_{20,ny} (E_{z0,ny}^n + E_{z1,ny}^n) \quad (2.34)$$

Coin (nx,0):

$$E_{znx,0}^{n+1} = -E_{znx-1,0}^{n-1} + m_{1nx,0} (E_{znx-1,0}^{n+1} + E_{znx,0}^{n-1}) + m_{2nx,0} (E_{znx,0}^{n-1} + E_{znx-1,0}^{n+1}) \quad (2.35)$$

Coin (nx,ny):

$$E_{znx,ny}^{n+1} = -E_{znx-1,ny}^{n-1} + m_{1nx,ny} (E_{znx-1,ny}^{n+1} + E_{znx,ny}^{n-1}) + m_{1nx,ny} (E_{znx,ny}^{n-1} + E_{znx-1,ny}^{n+1}) \quad (2.36)$$

Nous avons, à présent, toutes les relations qui permettent de calculer les valeurs des champs en tout point de l'espace de travail et à n'importe quel instant.

2.3.2.3. Exemple d'application aux CP 2D

A titre d'illustration, nous allons utiliser le programme de FDTD 2D linéaire que le LEOM a mis à notre disposition pour calculer la réponse optique d'un guide W1 (voir 2.2.3). La Figure 2.20 représente l'espace de travail choisi.

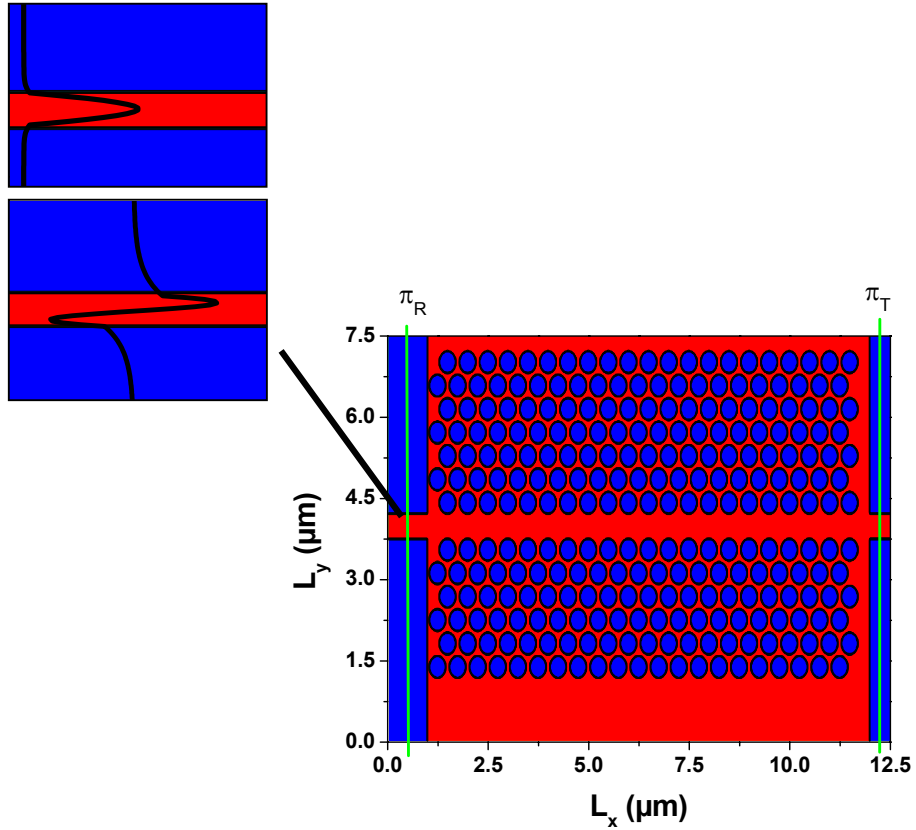


Figure 2.20. Espace de travail choisi pour la simulation FDTD du guide W1 défini par $r/a=0.4$, $a=500\text{nm}$. La lumière est injectée dans la structure puis récupérée via des guides rubans. Les lignes vertes désignent les plans de détection pour la réflexion (π_R) et la transmission (π_T).

Il s'agit donc d'un guide W1 de longueur $L=10.5\mu\text{m}$ dont le rapport r/a et la constante diélectrique sont ceux de la structure étudiée au 2.2.3. La période du réseau est fixée à 500nm afin de placer les modes se trouvant autour $\omega a/2\pi c=0.34$ à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$. Afin d'obtenir la réponse spectrale de cet objet, une impulsion gaussienne (temporellement) est propagée dans l'espace de travail, puis les coefficients de transmission et de réflexion sont calculés dans les plans π_T et π_R en faisant la transformée de Fourier des vecteurs de Poynting obtenus pour ces deux positions ou en utilisant des détecteurs localisés dans l'espace de travail. Cette dernière méthode consiste en fait à

calculer la projection des composantes transverses $E(t)$ et $H(t)$ du champ électromagnétique sur les profils transverses des modes propres de guides d'onde ruban ($e_{\text{det}}, h_{\text{det}}$). Ces projections s'écrivent (en traitant les polarisations TE et TM ensemble):

$$\begin{aligned} \text{proj}(E)(x_{\text{det}}, t) &= \frac{\sqrt{\langle e_{\text{det}}, h_{\text{det}} \rangle}}{\langle e_{\text{det}}, e_{\text{det}} \rangle} \langle E(x_{\text{det}}, t), e_{\text{det}} \rangle \\ \text{proj}(H)(x_{\text{det}}, t) &= \frac{\sqrt{\langle e_{\text{det}}, h_{\text{det}} \rangle}}{\langle h_{\text{det}}, h_{\text{det}} \rangle} \langle H(x_{\text{det}}, t), h_{\text{det}} \rangle \end{aligned} \quad (2.37)$$

où x_{det} est la position du détecteur, le produit scalaire $\langle e_1, e_2 \rangle$ étant défini par:

$$\langle e_1, e_2 \rangle = \int_0^{L_y} e_1(y) e_2(y) dy \quad (2.38)$$

où L_y est la taille de l'espace de travail dans la direction y .

En appliquant les mêmes formules pour le champ incident ($e_{\text{inc}}, h_{\text{inc}}$) et en calculant la transformée de Fourier (TF) des expressions (2.37), le spectre en transmission en puissance $T(\omega)$ s'écrit:

$$T(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\text{TF}[\text{proj}(E)(x_{\text{det}}, t)]}{\text{TF}[\text{proj}(e_{\text{inc}})(t)]} \right)^2 + \left(\frac{\text{TF}[\text{proj}(H)(x_{\text{det}}, t)]}{\text{TF}[\text{proj}(h_{\text{inc}})(t)]} \right)^2 \right\} \quad (2.39)$$

La lumière est injectée avec la polarisation TM dans la structure et récupérée dans des guides rubans ayant la largeur du défaut. Le profil transverse du champ incident est celui du mode fondamental pair ou impair de ces guides rubans. Le profil transverse de ces modes est aussi donné sur la Figure 2.20.

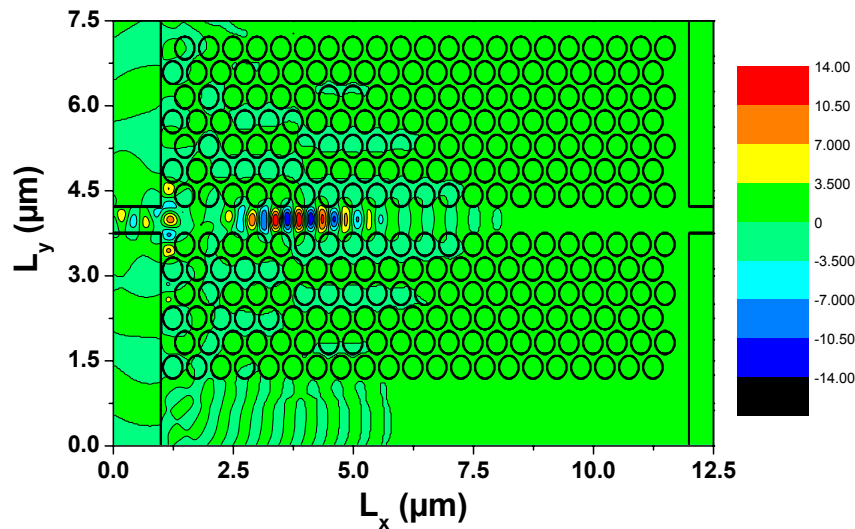


Figure 2.21. Distribution spatiale de H_z à $t=250\text{fs}$ lorsque la lumière est injectée dans le mode fondamental pair du guide ruban

La durée de l'impulsion incidente est choisie égale à 23fs, ceci nous permettant de calculer les coefficients de réflexion et de transmission sur une large gamme spectrale. Sa longueur d'onde centrale est 1550nm.

La distribution spatiale de la composante H_z du champ au temps $t=250\text{fs}$ est représentée sur la Figure 2.21 lorsque la lumière injectée dans le mode fondamentale du guide ruban. On peut voir que l'impulsion se trouve déjà dans la portion à guide W1.

Les spectres de transmission sont montrés sur les Figure 2.22.a et 2.22.b lorsque le champ est injecté dans le mode pair ou le mode impair, respectivement. Sur ces figures, on retrouve des informations en accord avec la structure de bandes calculée au 2.2.3. On peut voir, par exemple sur la Figure 2.22.a, la présence de mini gaps en transmission autour des longueurs d'onde 1550nm et 1350nm correspondant aux valeurs de $\omega a/2\pi c$ 0.32 et 0.37 lorsque l'injection est dans le mode pair. Lorsque l'injection est dans le mode impair, on retrouve la fréquence de coupure de ce mode autour de 1.55 μm correspondant à $\omega a/2\pi c=0.33$.

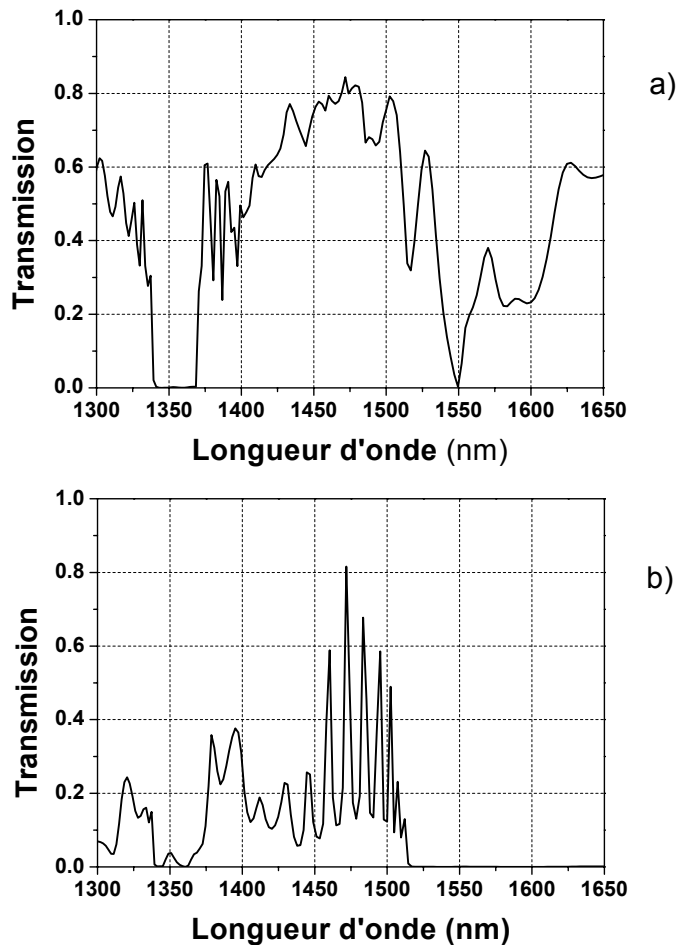


Figure 2.22. Spectre de transmission de la structure W1. **a)** Lorsque la lumière est injectée dans le mode fondamentale pair du guide ruban d'insertion. **b)** Lorsque la lumière est injectée dans le mode fondamentale impair du guide d'insertion.

La FDTD 2D permet donc de calculer les propriétés en transmission et en réflexion de structures bidimensionnelles arbitraires. Elle est un outil indispensable dans la conception des circuits

photoniques 2D afin de déterminer les paramètres permettant de réaliser les fonctions optiques désirées. Nous verrons, par la suite, que cette méthode peut être adaptée pour le calcul des interactions non linéaires du second ordre lorsque le terme de polarisation non linéaire associé est pris en compte.

Depuis le début de ce chapitre sur les CPs, nous nous sommes intéressés à des méthodes de calculs nous permettant de prédire la réponse optique de ces objets lorsque le plan d'incidence de la lumière est parallèle au plan de périodicité. La FDTD que nous possédons ne pouvant effectuer de calculs tridimensionnels, nous avons recours à une méthode basée sur la théorie des modes couplés afin de déduire les propriétés de ces structures lorsque le champ incident ne se trouve pas dans leur plan de périodicité.

2.3.3. Cas particulier de l'incidence hors du plan de périodicité

Nous avons vu au 2.2.1, dans le cas des CPs fabriqués dans un guide d'onde planaire (Figure 2.11.), que les modes se trouvant dans le diagramme de dispersion au dessus du cône de lumière des gaines peuvent se coupler aux modes radiatifs. Réciproquement, lorsque la direction d'incidence de la lumière a une composante perpendiculaire au plan de périodicité, cette lumière se couple aux modes du CP se trouvant au dessus du cône de lumière.

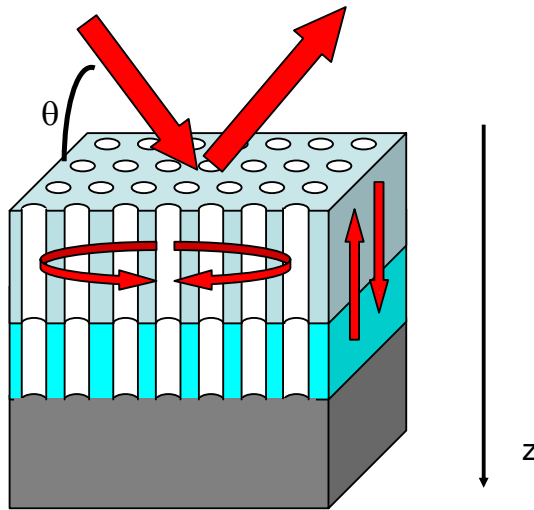


Figure 2.23. Représentation schématique du cas où la direction de la lumière incidente n'est pas dans le plan de périodicité du CP. Les flèches rouges épaisses représentent la lumière incidente et la lumière réfléchie. θ est l'angle que fait la direction d'incidence avec le plan de périodicité. Les flèches rouges fines matérialisent le fait que la lumière subit les effets d'interférences provenant de la structuration verticale du CP (flèches verticales), et qu'elle se couple aux modes photoniques au dessus du cône de lumière de l'air dans le diagramme de bandes.

La Figure 2.23 schématise ce genre de situation: la lumière est incidente sur un CP 2D en faisant un angle θ avec le plan de périodicité.

Cette lumière subit les effets d'interférences dus aux réflexions multiples sur les différentes interfaces entre couches successives (flèches verticales sur la Figure 2.23) et se couple aux modes photoniques au-dessus du cône de lumière de l'air dont le module ($k_{//} = \omega/c \cdot \cos\theta$) et la direction du vecteur d'onde sont déterminés par la projection du vecteur d'onde incident sur le plan de périodicité.

2.3.3.1. Théorie des modes couplés

Le couplage entre les modes photoniques et les modes radiatifs s'apparente au couplage dit par ondes évanescentes qui se produit, par exemple, lorsque deux guides sont à des distances assez proches de telle façon que le recouvrement spatial du profil transverse de leurs modes est non nul. Dans le cas des CPs, le couplage dépend du recouvrement spatial du mode incident et du mode photonique.

La théorie des modes couplés est bien adaptée pour traiter ce genre de problème. Comme il est suggéré dans [Fan2003], ce système à base de CP peut être simplifié en le considérant équivalent à un guide d'onde couplé à un résonateur (Figure 2.24).

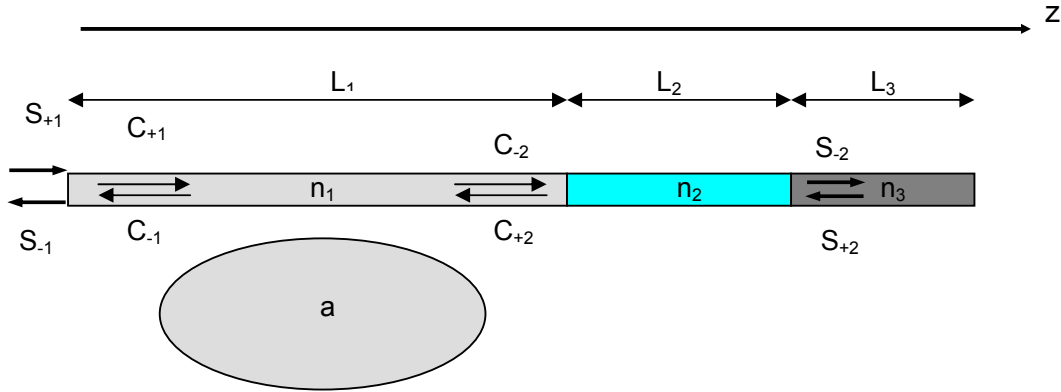


Figure 2.24. Système équivalent au CP. Il s'agit d'un guide d'onde dont les propriétés sont déterminées par l'empilement vertical des couches qui composent la structure étudiée, couplé à un résonateur dont les propriétés sont déterminées par la structuration périodique du matériau. L_1 , L_2 , L_3 et n_1 , n_2 , n_3 sont les épaisseurs et les indices de réfractions des couches successives. S_{+1} et S_{-1} désignent l'amplitude du champ électrique incident et réfléchi, C_{+1} , C_{-1} , C_{+2} et C_{-2} l'amplitude du champ électrique avant et après le résonateur, a l'amplitude du champ dans la cavité.

Les propriétés du guide d'onde (comme l'indice, la longueur) sont déterminées à partir des caractéristiques de l'empilement vertical des couches. Quant aux propriétés du résonateur (comme la fréquence de résonance, le facteur de qualité, etc...), elles sont déterminées par les caractéristiques de la structuration périodique.

Selon la théorie des modes couplés décrite dans [Manolatu1999], l'équation qui régit un tel système s'écrit:

$$\frac{da}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau_0} - \frac{1}{\tau_c} \right) a + \kappa_1(z)C_{+1}(z) + \kappa_2(z)C_{+2}(z) \quad (2.40)$$

où a et ω_0 sont l'amplitude du champ électrique dans le résonateur et la fréquence de résonance du résonateur. C_{+1} et C_{+2} sont les amplitudes du champ entrant dans le résonateur comme indiqué dans la Figure 2.25. $1/\tau_0$ et $1/\tau_c$ désignent les taux de décroissance du champ électrique dus aux pertes optiques du résonateur isolé (sans couplage au guide) et au couplage dans le guide. $\kappa_1(z)$ et $\kappa_2(z)$ sont les constantes de couplage associées aux champs $C_{+1}(z)$ et $C_{+2}(z)$. En toute rigueur, ces coefficients dépendent de z . En pratique, on néglige cette dépendance comme dans [Letartre2003] et on suppose que le couplage est localisé à mi-épaisseur de la couche 1. Les taux de décroissance $1/\tau_0$ et $1/\tau_c$ sont reliés au facteur de qualité du résonateur non couplé Q_0 et au facteur de qualité dû au couplage Q_c de la manière suivante:

$$\begin{aligned} Q_0 &= \frac{\omega_0 \tau_0}{2} \\ Q_c &= \frac{\omega_0 \tau_c}{2} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Ecrivons la relation de conservation de l'énergie dans le cas où:

- $C_{+1}=C_{+2}=0$ (pas d'excitation extérieure)
- l'amplitude a est fixée à $t=0$
- les pertes optiques du résonateur seul sont négligeables par rapport au couplage dans les guides ($1/\tau_0 \ll 1/\tau_c$)

A $t>0$, on a:

$$\frac{d|a|^2}{dt} = \frac{2}{\tau_c} |a|^2 = (|\kappa_1|^2 + |\kappa_2|^2) |a|^2 \quad (2.42)$$

On peut alors écrire:

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= \sqrt{\frac{1}{\tau_1}} e^{j\varphi_1} \\ \kappa_2 &= \sqrt{\frac{1}{\tau_2}} e^{j\varphi_2} \end{aligned} \quad (2.43)$$

avec

$$\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} = \frac{2}{\tau_c} \quad (2.44)$$

et où φ_1 et φ_2 décrivent le déphasage existant entre les modes du guide et les modes du résonateur.

Dans le cas des CPs, on peut considérer que l'entrée et la sortie de la zone où la lumière se couple aux modes du résonateur sont équivalentes et donc que:

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_c} \quad (2.45)$$

En considérant que le champ possède une dépendance temporelle de la forme $\exp(j\omega t)$, l'amplitude du champ dans le résonateur devient:

$$a = \frac{\sqrt{\frac{1}{\tau_c}}(C_{+1} + C_{+2})}{j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_c}} \quad (2.46)$$

La relation de conservation de l'énergie nous donne aussi les expressions pour les champs sortant de la cavité:

$$\begin{aligned} C_{-1} &= C_{+2} - \kappa_2^* a \\ C_{-2} &= C_{+1} - \kappa_1^* a \end{aligned} \quad (2.47)$$

Afin de calculer le coefficient de réflexion ou de transmission de tout le système, utilisons le formalisme des matrices de transfert. La matrice de transfert M du système entier va s'écrire comme le produit des matrices de transfert décrivant chaque élément rencontré par l'onde électromagnétique durant sa propagation. Dans le cas de la Figure 2.25., on peut écrire:

$$\begin{pmatrix} S_{-2} \\ S_{+2} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} S_{+1} \\ S_{-1} \end{pmatrix} = T_{2 \rightarrow 3} \cdot T_{p2} \cdot T_{1 \rightarrow 2} \cdot T_{p1} \cdot T_c \cdot T_{p1} \cdot T_{air \rightarrow 1} \begin{pmatrix} S_{+1} \\ S_{-1} \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

Les matrices de transfert $T_{air \rightarrow 1}$, $T_{1 \rightarrow 2}$, $T_{2 \rightarrow 3}$ décrivent le passage de l'onde à travers les interfaces entre les couches successives (air, puis milieu d'indice n_1 , milieu d'indice n_2 , milieu d'indice n_3), T_{p1} la propagation sur une distance $L_1/2$ dans le milieu 1, T_{p2} la propagation dans le milieu 2, et T_c le couplage au résonateur. Ces matrices ont la forme suivante:

- Interface milieu $i \rightarrow$ milieu j

$$T_{i \rightarrow j} = \frac{1}{2n_j} \begin{pmatrix} n_i + n_j & n_j - n_i \\ n_j - n_i & n_i + n_j \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

- Propagation dans le milieu i sur une distance L_i :

$$T_{pi} = \begin{pmatrix} \exp\left(-j \frac{n_i \omega}{c} L_i\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(j \frac{n_i \omega}{c} L_i\right) \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

- Couplage au résonateur:

$$T_c = \begin{pmatrix} \frac{j}{1 + \frac{j}{\tau_c} \frac{1}{\omega - \omega_0 - j\frac{1}{\tau_0}}} & \frac{j}{\tau_c} \frac{\exp(j(\varphi_2 - \varphi_1))}{\omega - \omega_0 - j\frac{1}{\tau_0}} \\ -\frac{j}{\tau_c} \frac{\exp(j(\varphi_1 - \varphi_2))}{\omega - \omega_0 - j\frac{1}{\tau_0}} & 1 - \frac{j}{\tau_c} \frac{1}{\omega - \omega_0 - j\frac{1}{\tau_0}} \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

En considérant M de la forme

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (2.52)$$

Les coefficients de transmission et de réflexion en intensité s'écrivent:

$$T = \left| M_{11} - \frac{M_{12}M_{21}}{M_{22}} \right|^2$$

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{22}} \right|^2 \quad (2.53)$$

A titre d'exemple, plaçons nous dans le cas simple où le CP est percé dans une membrane suspendue dans l'air. La succession des couches dans la direction z devient air/membrane à CP/air. L'épaisseur de la membrane L_1 est choisie égale à $\lambda/2n_1$ à $1.55\mu\text{m}$.

On suppose que les modes se propageant dans la membrane sont de symétrie paire, ce qui nous donne $\varphi_1 = \varphi_2$. La Figure 2.25 représente des spectres de réflectivité obtenus en prenant $1/\tau_0 = 0$ (pertes optiques du résonateur non couplé négligeables par rapport aux pertes dues au couplage) et $Q_c = 500$ lorsque la fréquence de résonance ω_0 (ici du mode photonique) prend les valeurs $0.5 (2\pi c/2n_1L_1)$ (a), $0.75 (2\pi c/2n_1L_1)$ (b), $1 (2\pi c/2n_1L_1)$ (c), $1.25 (2\pi c/2n_1L_1)$ (d). Ces spectres de réflectivité présentent des résonances étroites spectralement autour de la fréquence de résonance sur une large oscillation Fabry-Perot. L'oscillation Fabry-Perot est déterminée par les paramètres de la membrane (ici $n_1 = 3$ et $L_1 = 258\text{nm}$). La forme de la résonance étroite dépend de sa position relative en fréquence par rapport à l'oscillation Fabry-Perot: elle peut alors être symétrique (c) ou asymétrique (a, b ou d). Ces résonances sont appelées résonances de Fano par analogie avec le travail réalisé dans [Fano1941] dans les milieux atomiques sur le couplage de niveaux discrets d'énergie (modes photoniques) avec un continuum (modes radiatifs).

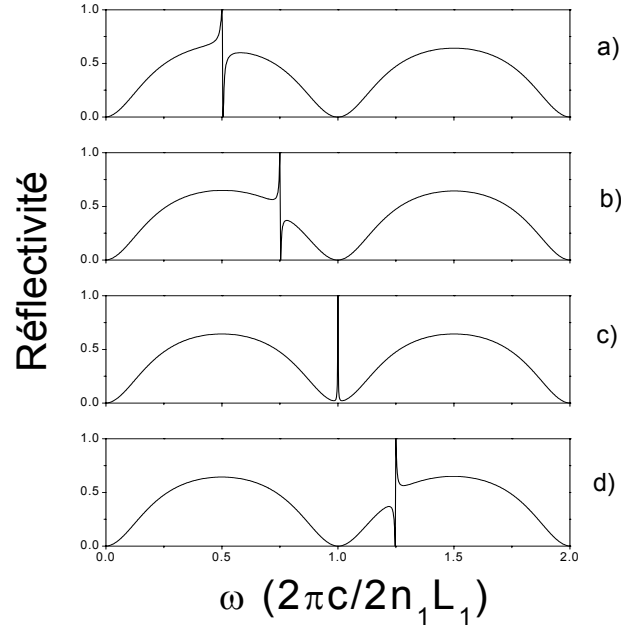


Figure 2.25. Spectre de réflectivité d'une membrane à CP d'épaisseur $L_1 = l/2n_1$, le mode photonique se trouvant à 0.5 ($2\pi c/2n_1L_1$) (a), 0.75 ($2\pi c/2n_1L_1$) (b), 1 ($2\pi c/2n_1L_1$) (c), 1.25 ($2\pi c/2n_1L_1$) (d).

2.3.3.2. Validation numérique

Cette approche basée sur la théorie des modes couplés a été validée dans [Fan2003] pour les membranes à CPs 2D, en comparant les résultats ainsi obtenus et ceux obtenus dans un calcul numérique de type FDTD 3D. Pour notre part, nous nous sommes intéressés à valider cette approche dans le cas d'un CP 1D réalisé dans une membrane de semiconducteur suspendue dans l'air, en comparant les résultats obtenus avec un calcul numérique de type FDTD 2D.

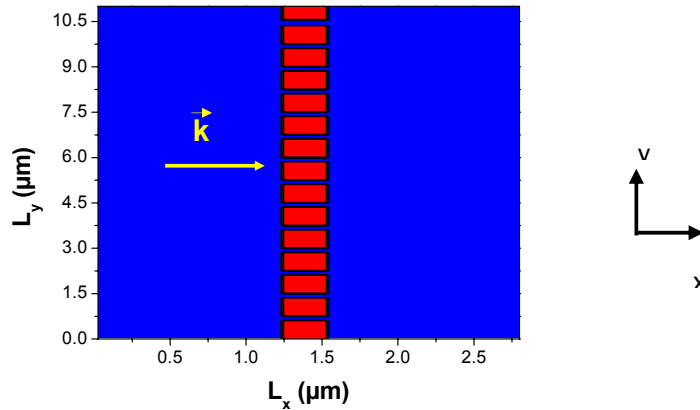


Figure 2.26. Membrane à CP 1D étudiée. Les paramètres de la structure sont $e=240\text{nm}$, $n=3.231$, $a=600\text{nm}$ et $f=18.3\%$. La flèche jaune matérialise la direction de propagation de la lumière. La structure est supposée infinie dans la troisième direction.

La Figure 2.26. représente la structure étudiée. Il s'agit d'une membrane d'épaisseur $e=240\text{nm}$ ayant un indice de réfraction $n=3.231$ (indice d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ à $1.55\mu\text{m}$) dans laquelle un CP 1D a été gravé. La période a et le facteur en remplissage en air f de la structure sont $a=600\text{nm}$ et $f=18.3\%$. La structure de bandes de cet objet est représentée sur la Figure 2.27. Elle est obtenue en utilisant la méthode du développement en ondes planes associée à la méthode de l'indice effectif pour prendre en compte la structuration du matériau dans la direction x . L'indice effectif du mode TM est $n_{\text{eff}}=2.63$. On peut alors observer sur la Figure 2.27 que, lorsque le champ électromagnétique est incident dans la structure suivant la direction x ($k_x=0$), celui-ci peut se coupler aux modes du CP aux longueurs d'onde 1555nm et 1340nm .

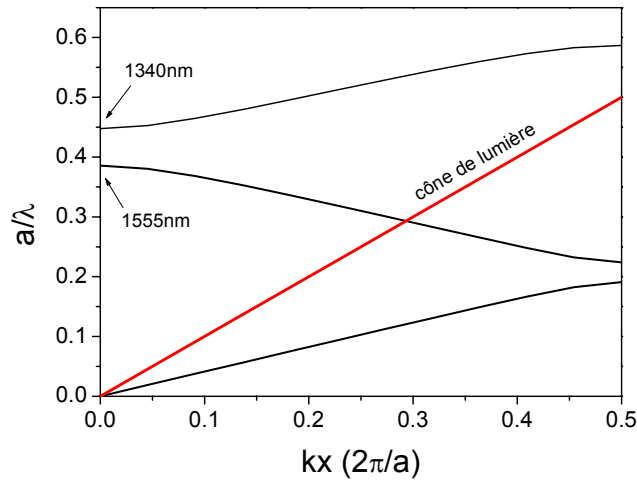


Figure 2.27. Structure de bandes du CP étudié. La ligne rouge représente le cône de lumière.

La simulation FDTD 2D nous permet de calculer le spectre de transmission exact de la structure sans aucune approximation. Ce spectre est présenté sur la Figure 2.28.

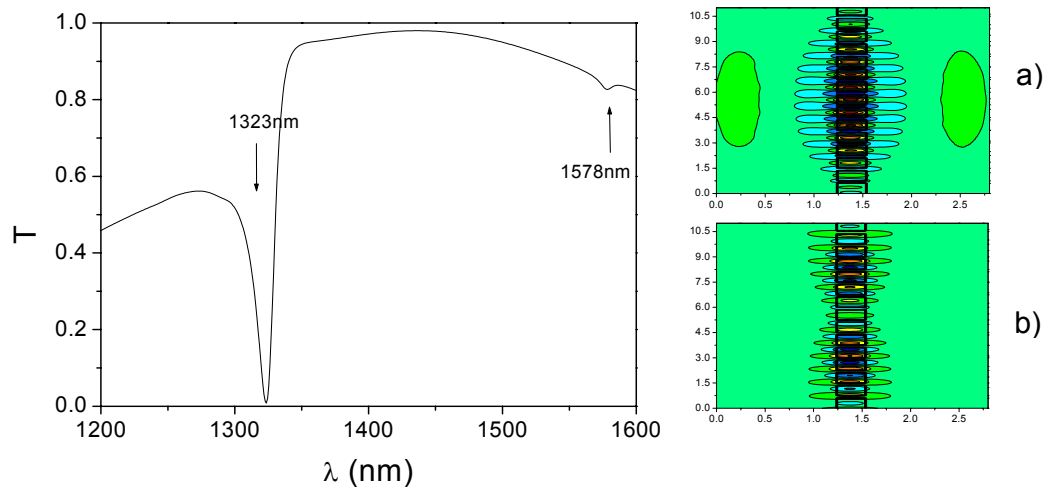


Figure 2.28. Spectre de transmission de la structure étudiée. (a) distribution spatiale de la composante E_z du champ électromagnétique à 1323nm . (b) distribution spatiale de la composante E_z du champ électromagnétique à 1578nm .

On observe la présence de deux résonances autour de 1323nm et 1578nm ce qui est en assez bon accord avec le diagramme de bandes (1323nm correspond à $a/\lambda=0.45$ et 1578nm à 0.38). On peut remarquer dans ce cas que l'approximation de l'indice effectif donne des résultats proches de la réalité. Notons que le couplage à ces deux modes semble se passer différemment compte tenu du fait que la profondeur des résonances marquant leur présence est différente. En observant la distribution du champ électrique dans ces deux modes (Figure 2.28.a et Figure 2.28.b), on peut comprendre que les constantes de couplages dans ces modes sont différentes étant donné qu'elles dépendent du recouvrement de ce mode avec l'onde incidente.

La Figure 2.29. montre les spectres de transmission obtenus en utilisant la FDTD (en rouge) et le modèle des modes couplés (en noir).

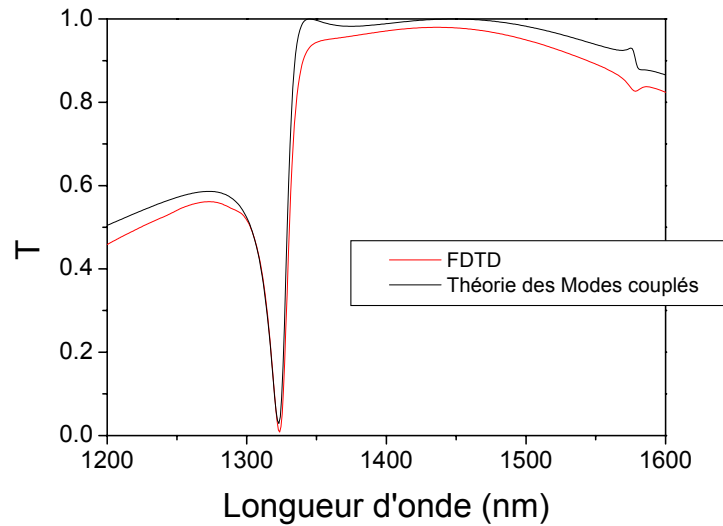


Figure 2.29. Spectres de transmission de la structure étudiée obtenus en utilisant la FDTD (en rouge) et la théorie des modes couplés (en noir).

Les paramètres utilisés ici dans le modèle des modes couplés sont:

- indice du guide: $n_1=3.02$. Cet indice de réfraction est plus faible que l'indice du matériau massif (3.231) à cause de la présence des tranchées d'air. A noter qu'il ne s'agit pas de l'indice moyen ($n_{\text{moyen}}=2.82$).
- $\varphi_1=\varphi_2$ (mode pair dans la membrane)
- Les fréquences de résonances des modes sont fixées à celles obtenues avec la FDTD
- à 1323nm: $Q_c=120$; $Q_0=20000$;
- à 1578nm: $Q_c=5000$; $Q_0=1200$;

Avec ce jeu de paramètres, le résultat obtenu avec le modèle des modes couplés est en excellent accord avec celui obtenu avec la simulation FDTD.

D'autre part, le modèle des modes couplés nous permet d'analyser les différentes contributions des éléments composant le système et de connaître le rôle des pertes intrinsèques du résonateur (Q_0) et le rôle du couplage (Q_c) sur ses propriétés optiques. Par exemple, ici, dans le cas du mode à 1323nm;

$Q_c \ll Q_0$. Ceci signifie que les pertes dues au couplage sont très supérieures aux pertes intrinsèques du résonateur. Dans ce cas, l'énergie stockée dans le système est limitée par le couplage avec les modes radiatifs. Pour le mode à 1578nm, Q_c et Q_0 sont du même ordre de grandeur. Les pertes intrinsèques de la cavité jouent alors un rôle important. Outre le fait qu'elles limitent aussi la quantité d'énergie stockée dans le système, elles réduisent le contraste que l'on peut observer en transmission. A titre d'illustration, le spectre de transmission est tracé sur la Figure 2.30 autour de 1578nm pour plusieurs valeurs de Q_0 avec Q_c fixé à 5000.

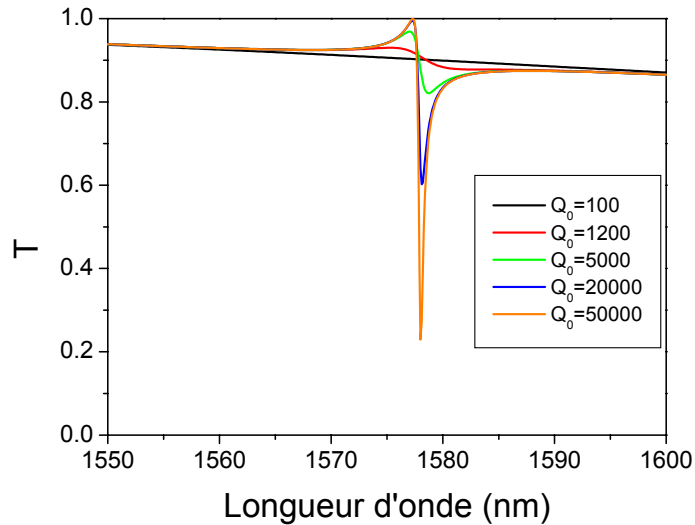


Figure 2.30. Spectres de transmission de la structure étudiée obtenus en utilisant la théorie des modes couplés à Q_c fixé en fonction de Q_0 .

On peut voir que le changement de la transmission venant de la présence du mode photonique est d'autant plus important que Q_0 augmente, c'est à dire lorsque les pertes intrinsèques de la cavité diminuent. Comme il est suggéré dans [Letartre2003], Q_0 peut être augmenté en jouant sur le nombre de périodes du CP sur lequel la lumière est incidente.

Le couplage entre les modes radiatifs et les modes du CP trouve un certain nombre d'applications. Son utilisation constitue, par exemple, un moyen efficace pour sonder les modes photoniques au dessus du cône de lumière et d'en déduire leur dispersion. C'est ce qui a été réalisé dans l'expérience décrite dans [Astratov1999]. De plus, lorsque ce couplage s'effectue avec un mode ayant une vitesse de groupe très faible (grand Q_0) (par exemple au point Γ ($k=0$) des structures de bandes), les membranes à CP deviennent d'excellents résonateurs permettant d'atteindre de grandes densités de modes, ce qui peut être très intéressant en optique non linéaire, comme nous le verrons par la suite.

2.4 Conclusion

Les CPs constituent un problème d'électromagnétisme compliqué dont la résolution nécessite souvent le développement de méthodes numériques. Cependant, une analogie avec la physique du solide (photon $\leftrightarrow$ électron; constante diélectrique $\leftrightarrow$ potentiel atomique) permet de tirer les concepts fondamentaux et d'acquérir une grande compréhension du comportement de ces objets. Nous avons vu que, lorsque les paramètres de ces structures sont correctement choisis, la propagation de la lumière peut être complètement inhibée dans de larges gammes spectrales dans plusieurs directions de l'espace. On parle de bandes interdites photoniques par analogie avec les bandes interdites électroniques des semiconducteurs. Les propriétés dispersives sont souvent calculées en considérant la taille de ces objets infinie en utilisant la méthode du développement en ondes planes. Ceci permet de tracer la relation de dispersion $\omega(k)$ que l'on appelle diagramme de bandes. Lorsque l'on désire calculer les coefficients de transmission et de réflexion d'un dispositif à base de CPs, l'utilisation de méthodes numériques comme la FDTD est indispensable.

Les propriétés dispersives de ces matériaux artificiels et le contrôle que l'on peut exercer sur elles, constituent les principales raisons du grand intérêt de ces structures. Un des domaines où ces CPs sont désormais particulièrement étudiés est l'optique non linéaire.

3. Optique non linéaire dans les cristaux photoniques: bref état de l'art.

Nous avons vu dans la Partie I, que les interactions non linéaires de la lumière avec la matière ou avec une autre onde sont décrites par le terme source de polarisation non linéaire:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, \omega) = \sum_{i=2}^{\infty} \epsilon_0 \chi^{(i)}(\vec{r}, -\omega; \omega_1, \dots, \omega_i) : \vec{E}(\vec{r}, \omega_1) \cdots \vec{E}(\vec{r}, \omega_i) \quad (2.54)$$

Pour avoir des interactions non linéaires efficaces, il faut alors maximiser ce terme source de polarisation. Pour cela, on peut alors:

- choisir un matériau avec de grandes susceptibilités non linéaires. C'est la raison pour laquelle, durant ce travail de thèse, on s'est intéressé aux semiconducteurs III-V.

- maximiser le terme $\vec{E}(\vec{r}, \omega_1) \cdots \vec{E}(\vec{r}, \omega_i)$. Pour cela, l'amplitude des champs électriques mis en jeu dans l'interaction non linéaire considérée doit être grande et les ondes aux fréquences $\omega_1 \dots \omega_i$ doivent se propager à la même vitesse de phase (condition d'accord de phase) et de groupe. Ces deux dernières conditions peuvent être remplies en utilisant la structuration périodique de la matière à l'échelle de la longueur d'onde de la lumière. Les cristaux photoniques permettent, en effet, une véritable ingénierie des propriétés dispersives de la matière. La propagation de la lumière peut être fortement modifiée. D'une part, la lumière peut être confinée, localisée et ralentie dans une ou plusieurs directions de l'espace ce qui a pour conséquence l'obtention de fortes densités de modes optiques dans la matière. Et, d'autre part, les vitesses de phase et de groupe aux fréquences des ondes mises en jeu dans l'interaction non linéaire peuvent être adaptées de façon à égaler ces vitesses à différentes longueurs d'onde.

Nous allons, dans la suite, donner quelques exemples tirés de la littérature de démonstrations expérimentales de l'exaltation d'effets non linéaires dans les cristaux photoniques. Nous nous attacherons plus particulièrement aux effets non linéaires du second et du troisième ordre étant donné qu'ils sont au cœur de ce travail de thèse.

3.1. Optique non linéaire du second ordre

Les semiconducteurs III-V possèdent des susceptibilités non linéaires du second ordre très élevées. Par ailleurs, ils sont largement utilisés en optoélectronique. Ceci les rend naturellement très attractifs pour réaliser des sources paramétriques intégrées. Malheureusement, ces matériaux sont isotropes et les techniques usuelles d'accord de phase par biréfringence ne peuvent être utilisées pour compenser

leur forte dispersion chromatique. L'idée, ici, est de montrer par quelques exemples de la littérature comment la structuration de la matière à l'échelle de la longueur d'onde de la lumière permet de réaliser la condition d'accord de phase dans ces matériaux.

Lorsqu'on s'intéresse aux interactions non linéaires d'ordre 2, le matériau est décrit par sa susceptibilité linéaire, $\chi^{(1)}$, et sa susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$. Nous allons voir que deux stratégies peuvent être envisagées pour réaliser la condition d'accord de phase grâce à la structuration périodique de la matière:

- Les cristaux photoniques "classiques" ou cristaux photoniques de $\chi^{(1)}$ qui ont été décrits durant cette partie
- Les cristaux photoniques de $\chi^{(2)}$ qui sont des matériaux où seule la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 est une fonction périodique de l'espace. On parle alors de matériaux quasi-accordés en phase (voir Partie I 3.3.2)

3.1.1. Cristaux photoniques "classiques"

3.1.1.1. Biréfringence de forme

Il est possible d'obtenir de la biréfringence à partir de matériaux optiquement isotropes lorsqu'on les structure. Van der Ziel avait proposé d'utiliser la biréfringence d'une structure lamellaire pour réaliser l'accord de phase [Ziel1975]. Cette idée a été récemment utilisée pour réaliser l'accord de phase dans un guide d'onde en AlGaAs [Fiore1998]. Le guide d'onde est stratifié dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation. La structure utilisée est représentée schématiquement sur la Figure 2.31.a.

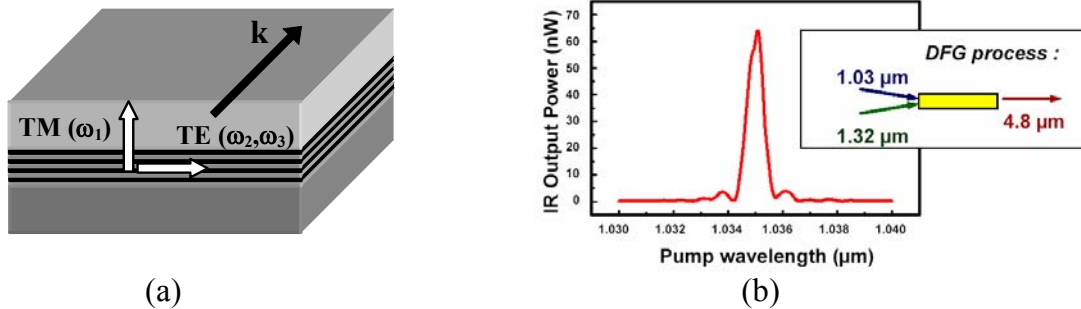


Figure 2.31. (a) Guide d'onde stratifié présentant de la biréfringence de forme optimisée pour la différence de fréquence. (b) courbe d'accord de phase du processus de différence de fréquence obtenu dans un guide stratifié AlGaAs/AIOx.

En utilisant des matériaux à fort contraste d'indice comme l'AlGaAs et l'AlOx (oxyde d'aluminium), il est possible de créer une biréfringence artificielle suffisante entre les modes guidés TE et TM pour réaliser l'accord de phase. Dans [Fiore1998], les auteurs décrivent une expérience de différence de

fréquence, $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$, accordée en phase. L'onde à la fréquence ω_2 est polarisée TM, alors que les ondes à la fréquence ω_1 et ω_3 sont polarisées TE. La condition d'accord de phase s'écrit alors:

$$n_{TM}(\omega_1)\omega_1 - n_{TE}(\omega_2)\omega_2 = n_{TE}(\omega_3)\omega_3 \quad (2.55)$$

La courbe d'accord de phase représentant l'intensité du champ généré en fonction de la longueur d'onde du champ pompe est donnée sur la Figure 2.31.b. Il s'agit d'une méthode prometteuse pour l'optique non linéaire du second ordre dans des guides en semiconducteur.

3.1.1.2 Accord de phase dans un matériau à modulation périodique unidirectionnelle de l'indice de réfraction

L'utilisation de la dispersion anormale en bord de bande d'une structure lamellaire a été proposée en 1977 pour réaliser la condition d'accord de phase [Yariv1977]. Plus récemment, l'étude des structures périodiques finies a permis d'aboutir à une configuration où le F et le SH peuvent s'y propager avec des vecteurs d'onde de Bloch satisfaisant la condition d'accord de phase tout en profitant d'une diminution de vitesse de groupe [Scalora1997] [Centini1999].

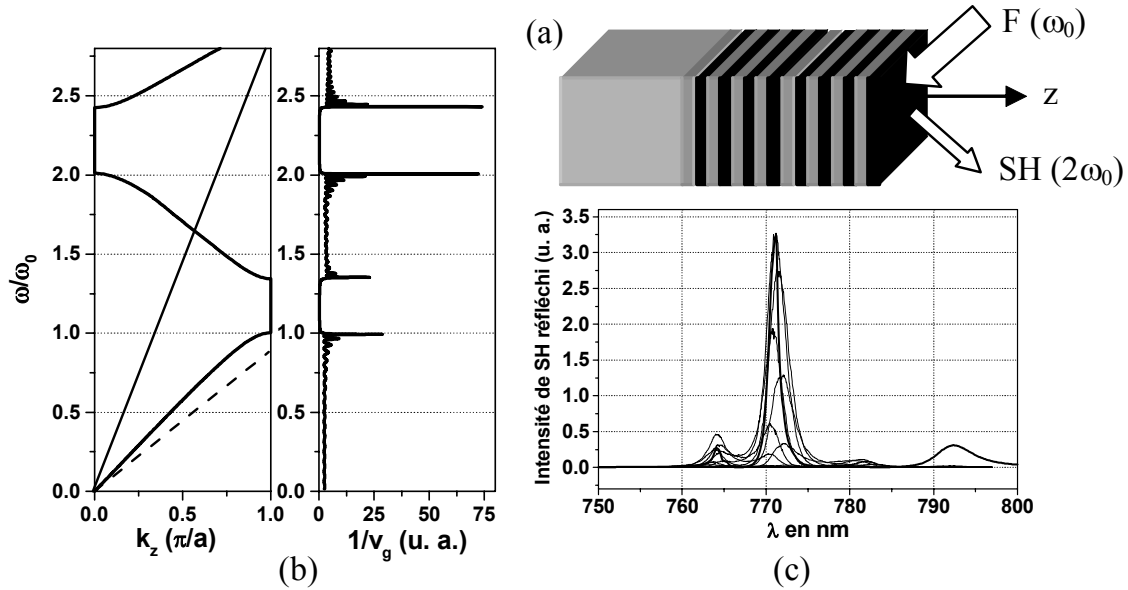


Figure 2.32. (a) schématise une structure lamellaire AlGaAs/AlOx utilisée pour générer du SH en réflexion. (b) représente la relation de dispersion du vecteur d'onde comptée selon l'axe de croissance des couches ainsi que la dispersion de vitesse de groupe. Les couches d'AlGaAs ont 151nm d'épaisseur et la période a vaut 270nm. (c) regroupe un ensemble de spectres du SH généré pour différentes longueurs d'onde centrale d'une impulsion fondamentale de durée d'environ 150fs. Le trait épais correspond à une simulation basée sur la méthode des matrices de transfert non linéaire.

La Figure 2.32.a schématise une structure composée de l'alternance périodique de couches d'AlGaAs et d'AlOx. La Figure 2.32.b représente la relation de dispersion de cette structure où le rapport des

longueurs des couches et la périodicité sont fixés pour satisfaire la condition d'accord de phase pour une onde F à la longueur d'onde 1.55µm. On peut remarquer que les fréquences F et SH sont placées toutes les deux en bord de première zone de Brillouin et possèdent des vecteurs d'onde vérifiant la condition d'accord de phase (en prenant en compte le repliement par rapport à π/a):

$$k_z(2\omega_0) = 2k_z(\omega_0) \quad (2.56)$$

Placés en bord de stop-band, les champs F et SH "profitent" d'une vitesse de groupe faible qui se traduit par une exaltation des champs électriques. Cette exaltation est propice à des interactions non linéaires efficaces.

Dans ces conditions, l'efficacité de conversion, η , est proportionnelle au carré de la longueur L du milieu non linéaire et au carré de l'inverse de la vitesse de groupe à la fréquence F [D'Aguanno2001]:

$$\eta \propto \left(L \times \frac{1}{v_g} \right)^2 \quad (2.57)$$

Pour une structure lamellaire, en bord de stop-band, la vitesse de groupe décroît comme le carré du nombre N de périodes [Bendickson1996]. Ceci conduit à une efficacité de conversion qui croît comme la puissance 6 du nombre de périodes [DeAngelis2001]. La Figure 2.32.c représente la superposition des spectres de SH réfléchi obtenus en régime femtoseconde. Le F est accordé sur la première résonance sous la première bande interdite et le SH est lui accordé sur la seconde résonance sous la seconde bande interdite. Cette configuration permet d'atteindre l'accord de phase et un bon accord des vitesses de groupe. En comparant trois structures de même type possédant un nombre différent de périodes, il a été possible de vérifier la loi (2.57) [Dumeige2002-2].

3.1.2. Cristaux photoniques de $\chi^{(2)}$

3.1.2.1. Quasi accord de phase unidimensionnel dans les semi-conducteurs III-V

Pour une longueur d'onde fondamentale autour de 1.55µm, la longueur de cohérence dans l'AlGaAs est d'environ 1.6µm. La réalisation de semiconducteurs III-V quasi accordés en phase nécessite de moduler la susceptibilité non linéaire du second ordre de ces matériaux avec une période de l'ordre du micromètre. Cette valeur est à comparer à environ 20µm pour les matériaux ferroélectriques. Pour créer la périodicité de la susceptibilité non linéaire du second ordre, plusieurs méthodes sont possibles. L'une d'elles, très prometteuse, est obtenue de la façon suivante: deux substrats de GaAs orientés selon l'axe cristallographique [001] [Yoo1995] sont collés via une interface formée de deux couches de 20nm de $\text{In}_{50\%}\text{Ga}_{50\%}\text{P}$.

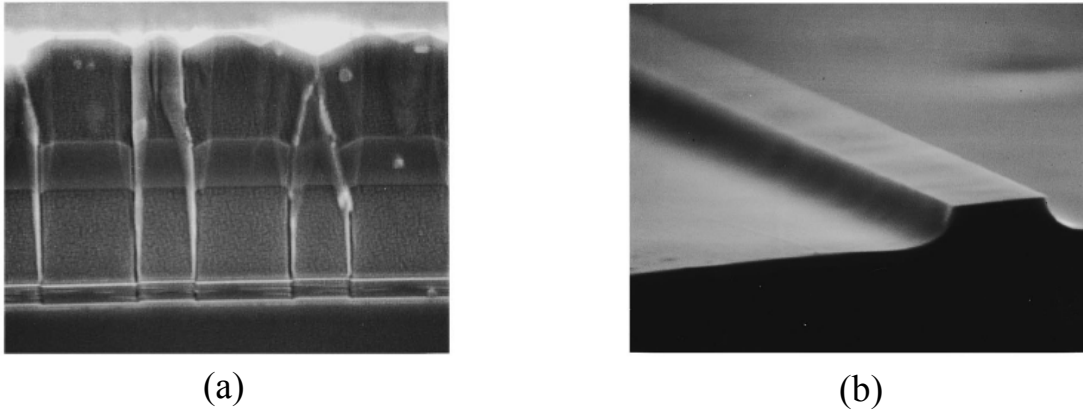


Fig. 2.33. Clichés de microscopie électronique à balayage tirés de [Yoo1995]. (a) illustre l'inversion périodique du signe de la susceptibilité non linéaire. (b) représente le guide d'onde non linéaire dans son ensemble.

Après le collage, le substrat supérieur est éliminé par une attaque chimique sélective s'arrêtant sur une couche d'AlGaAs. Un réseau défini par photolithographie est ensuite gravé dans le semiconducteur. On obtient alors un substrat périodique sur lequel on croit de nouveau trois couches d'AlGaAs. On peut observer sur la figure 8.a le résultat obtenu: il s'agit d'une structure dans laquelle une inversion périodique des axes cristallins a été réalisée (interface visible entre deux parties de cristal ayant des orientations différentes) pour changer le signe de la susceptibilité non linéaire du second ordre suivant la même périodicité. Un guide ruban est ensuite défini dans la structure par attaque chimique pour guider efficacement la lumière (Figures 2.33.a et 2.33.b).

3.1.2.2. Quasi accord de phase bidimensionnel

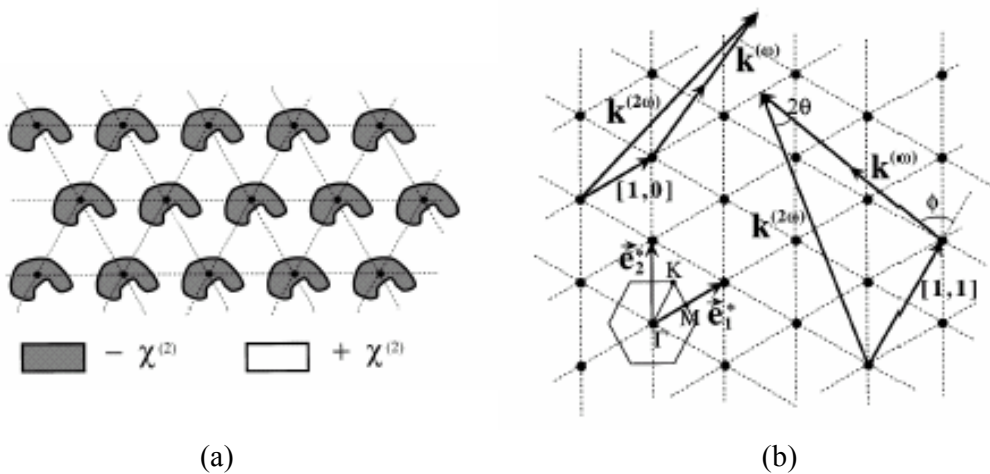


Figure 2.34. Représentation du cristal photonique de $\chi^{(2)}$ 2D (a) dans l'espace réel; (b) dans l'espace réciproque.

Une généralisation de la technique du quasi accord de phase à plusieurs dimensions en définissant le cristal photonique non linéaire a été proposée en 1998 [Berger1998]. Dans ce type de cristal, la susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$ est modulée dans deux directions de l'espace comme représenté sur la Figure 2.34.a. Ceci peut permettre de vérifier la condition d'accord de phase dans plusieurs directions de l'espace simultanément pour des longueurs d'onde différentes comme cela est indiqué sur la Figure 2.34.b, ce qui apporte une grande souplesse du point de vue de son utilisation.

Les cristaux photoniques de $\chi^{(2)}$ peuvent générer efficacement une onde seconde harmonique grâce à leur modulation périodique de la susceptibilité non linéaire d'ordre 2. Cependant, ces objets ne permettent pas de ralentir la lumière et d'obtenir des interactions efficaces sur de courtes distances. C'est la raison pour laquelle, dans ce travail de thèse, nous nous sommes seulement intéressés aux cristaux photoniques de $\chi^{(1)}$.

3.2. Optique non linéaire du troisième ordre

Les CPs peuvent être aussi exploités pour exalter les effets non linéaires du troisième ordre. Couplés aux CPs 2D, ce type de non linéarités peut conduire à de nombreuses applications notamment pour le traitement du signal en optique intégrée. De nombreux travaux théoriques [Soljacic2002] [Cowan2003] [Banaee2002] ont été réalisés mais, malgré l'importance des applications, très peu d'études expérimentales ont été menées sur ce sujet jusqu'à aujourd'hui. Dans ce paragraphe, nous ne résistons pas au plaisir de présenter des travaux sur l'exploitation des non linéarités du troisième ordre mais dans des systèmes différents des CPs 2D: les fibres microstructurées et les microcavités 1D.

3.2.1. Génération de continuum dans les fibres à cristal photonique

De la même façon que les fibres optiques conventionnelles, les fibres optiques microstructurées ayant un cœur en silice (Fig. 14.a) guident la lumière grâce à la différence d'indice qui existe entre le cœur et la gaine. Cependant, ces fibres possèdent des propriétés qui ne sont pas réalisables dans les fibres conventionnelles. Par exemple, il est possible de fabriquer des fibres microstructurées ayant une dispersion de vitesse de groupe nulle à des longueurs d'onde inférieures à celles possibles dans les fibres conventionnelles.

De plus, la faible dimension du cœur de ces fibres (diamètre pouvant atteindre $\approx 1\mu m$) impose une très petite taille de mode, permettant une plus grande efficacité des effets non linéaires. Ces propriétés ont été exploitées pour générer un continuum ultra large bande s'étalant du violet à l'infra rouge (de 390nm à 1600nm) [Ranka2000]: des impulsions de 100fs ayant une énergie de 890pJ centrées en

longueur d'onde autour du zéro de dispersion de vitesse de groupe (790nm) sont injectées dans la fibre (courbe en pointillés sur la figure 14.b).

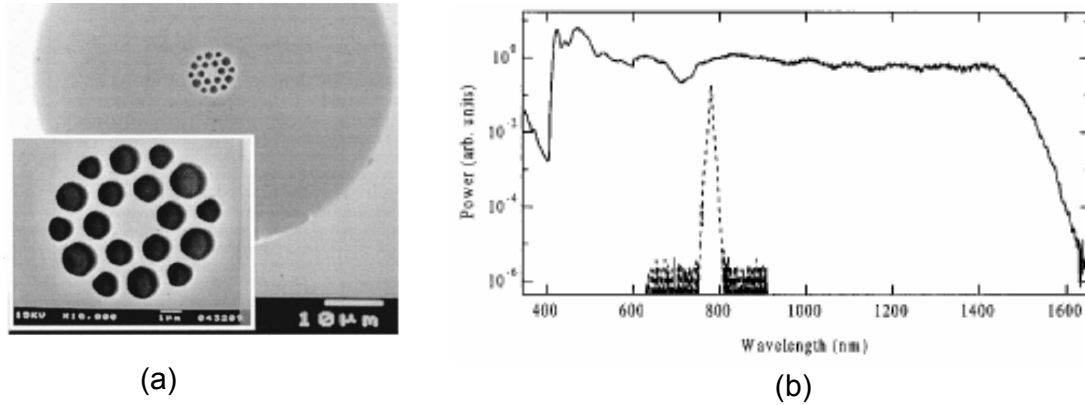


Figure 2.35. La figure 14.a représente un cliché obtenu par microscopie électronique à balayage de la face clivée d'une fibre microstructurée ayant un cœur en silice. La figure 14.b est un spectre du continuum généré dans la fibre microstructurée (ligne pleine). La courbe en pointillés est le spectre initial de l'impulsion.

Etant donné que l'énergie des différentes composantes spectrales de l'impulsion se propage à la même vitesse, l'interaction non linéaire est efficace sur toute la longueur de la fibre. L'auto-modulation de phase et la diffusion Raman provoquent de façon efficace la génération de nouvelles fréquences au fur et à mesure de la propagation de l'impulsion. La lumière blanche ainsi générée peut être utilisée pour considérablement simplifier les mesures de fréquences optiques à partir des standards micro-ondes [Diddams2000].

3.2.2. Bistabilité dans les microcavités 1D

Une des approches pour réaliser un bistable optique consiste à utiliser les grandes non linéarités du troisième ordre des semiconducteurs tels que le GaAs ou des multiples puits quantiques AlGaAs/GaAs dans les cavités optiques. Ces cavités peuvent être réalisées en utilisant les structures périodiques 1D, en changeant l'épaisseur d'une couche d'un miroir de Bragg de type AlAs/GaAs. Le principe de la bistabilité repose ici sur la dépendance de l'indice de réfraction avec l'intensité du signal intra-cavité [Gibbs1985]. Supposons que l'indice de réfraction du matériau suit une loi du type:

$$n = n_0 + n_2 \cdot I \quad (2.57)$$

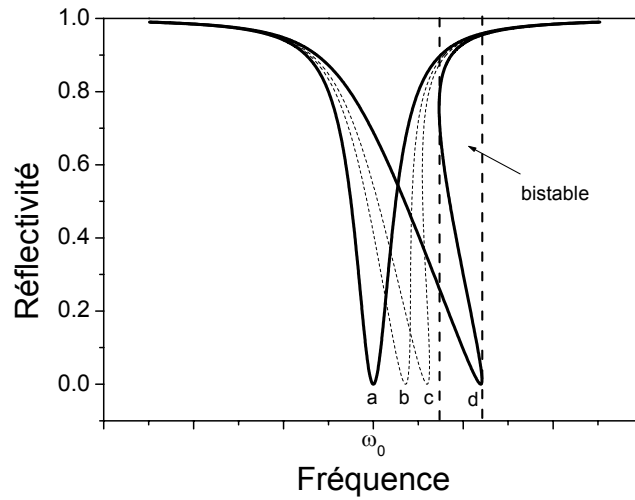


Figure 2.36. Spectre de réflectivité d'une cavité Fabry-Pérot calculée pour 4 intensités de signal incident différentes. (a) Réflectivité linéaire. (b) $I=I_0$. (c) $I=1.7I_0$. (d) $I=3I_0$.

La Figure 2.36 représente le spectre de réflectivité d'une cavité Fabry-Pérot calculé pour 4 intensités de signal incident différentes. Dans ce cas, n_2 est choisi négatif. On peut voir lorsqu'on augmente l'intensité incidente, que la résonance observée dans le spectre de réflectivité se raidit du côté haute fréquence jusqu'à obtenir une situation où il existe plus de deux valeurs possibles de la réflectivité pour une fréquence donnée. On peut alors délimiter une gamme spectrale où l'on va observer de la bistabilité en fonction de l'intensité du signal injecté.

Dans [Kuszelewicz1988], une microcavité est fabriquée de façon monolithique en utilisant un empilement de couches GaAs/AlAs. La Figure 2.37 représente le spectre de réflectivité de la structure mesuré.

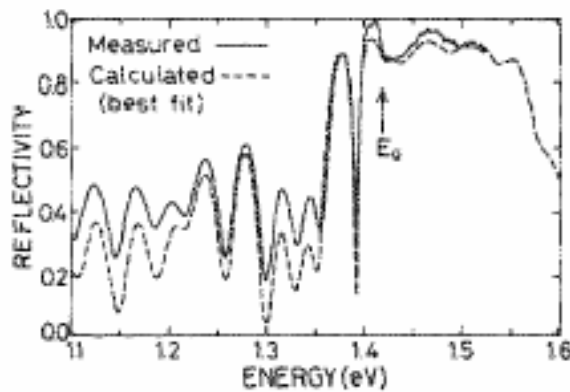


Figure 2.37. Spectre de réflectivité de la microcavité de type GaAs/AlAs mesuré dans [Kuszelewicz1988]. E_g désigne l'énergie du gap du GaAs.

La fréquence de résonance de la microcavité est placée dans une région où l'absorption du matériau est non nulle afin de profiter des non linéarités engendrées par la création de porteurs libres dans le GaAs. Lorsque la fréquence du signal laser injectée est choisie légèrement décalée de la fréquence de résonance vers les hautes énergies ($1.4\text{eV}+3\text{meV}$), de la bistabilité est observée avec un seuil de 30mW (voir Figure 2.38).

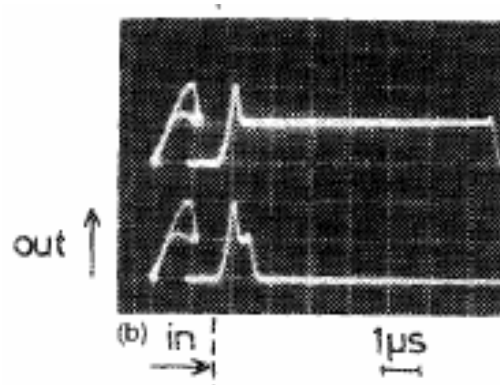


Figure 2.38. Caractéristique de commutation de la cavité. Les deux courbes représentent les cycles d'hystérésis intensité réfléchie/intensité incidente obtenue en envoyant sur l'échantillon des impulsions rectangulaires de différentes durées et la variation de l'intensité réfléchie en fonction du temps.

4. Conclusion

Nous avons présenté dans cette partie les différentes méthodes de calculs que nous avons utilisées durant ce travail de thèse pour caractériser les CPs. Nous avons vu que le diagramme de bandes de ces objets (relation de dispersion) est obtenu par la méthode du développement en ondes planes en considérant la taille de la structure infinie. Ce diagramme de bandes permet de tirer un grand nombre d'informations comme la position spectrale d'éventuels gaps photoniques ou de modes ayant une vitesse de groupe nulle.

Cependant, afin de calculer la transmission de la lumière à travers ces objets, l'utilisation de méthodes numériques dans le domaine temporel semble incontournable. X. Letartre du LEOM a mis à notre disposition un logiciel de FDTD 2D permettant de calculer les coefficients de transmission et de réflexion de structures bidimensionnelles arbitraires. Cette méthode ne permet pas de prendre en compte la direction perpendiculaire à l'axe des trous et donc le couplage des modes au-dessus des cônes de lumière du substrat et du superstrat avec les modes radiatifs. Un modèle analytique basé sur la théorie des modes couplés permet d'expliquer le comportement de ces objets lorsque la lumière arrive de la troisième direction et se couple aux modes photoniques se trouvant au-dessus du cône de lumière.

Enfin, nous avons présenté des travaux expérimentaux montrant quelques exemples de l'étendue des applications possibles provenant du "mariage" de l'optique non linéaire avec les cristaux photoniques.

Dans les parties suivantes, nous allons voir comment nous avons, d'une part, exploité les propriétés des CPs pour réaliser des doubleurs de fréquences ultra-courts et d'autre part, comment les non linéarités dynamiques des semiconducteurs III-V permettent aux CPs d'acquérir de nouvelles fonctionnalités.

Partie III: Conception et fabrication de cristaux photoniques uni- et bidimensionnels pour la génération de seconde harmonique

Plan de la Partie III

1. Introduction.....	94
2. Outil de modélisation: FDTD 2D non linéaire.....	95
2.1. Principe.....	95
2.2. Exemple d'applications simples et comparaison avec les résultats analytiques.....	97
2.2.1. Guides d'ondes rubans.....	97
2.2.1.1. Guide non accordé en phase.....	98
2.2.1.2. Guide accordé en phase.....	99
2.2.2. Guides d'ondes rubans quasi-accordés en phase.....	100
2.3. Conclusion.....	102
3. Cristaux photoniques 1D et 2D pour la génération de seconde harmonique.....	102
3.1. Cristaux photoniques 1D en géométrie guide d'onde.....	102
3.1.1. Motivations.....	102
3.1.2. Conception des structures.....	104
3.1.2.1. Guides à fort contraste d'indice.....	105
3.1.2.2. Guides à faible contraste d'indice.....	108
3.2. Cristaux photoniques 2D.....	116
3.2.1. Guides W1.....	117
3.2.1.1. Motivations.....	117
3.2.1.2. Première proposition de guide W1 en $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ pour la GSH.....	117
3.2.2. CPs 2D sans défaut.....	122
3.2.2.1. Accord de phase.....	122
3.2.2.2. Théorie des modes couplés.....	123
3.2.2.3. Conclusion sur la génération de SH dans les CPs 2D sans défaut.....	126
3.3. Conclusion sur la conception.....	126
4. Fabrication des cristaux photoniques 1D et 2D.....	128
4.1. Généralités.....	128
4.2. Etape 1: préparation des masques de gravure.....	129
4.2.1. Lithographie électronique.....	129
4.2.2. Obtention des masques diélectriques ou métalliques.....	130
4.2.2.1. Masque de nickel des CPs 1D.....	130
4.2.2.2. Masque de nitrure de silicium des CPs 2D.....	132
4.3. Etape 2: gravure du semiconducteur.....	133
4.3.1. Principe de la gravure ionique réactive.....	133
4.3.2. Optimisation des procédés.....	134

4.3.2.1. Influence de la concentration de SiCl_4	134
4.3.2.2. Influence da la concentration de O_2	135
4.4. Etape 3: finalisation des échantillons.....	137
4.4.1. CPs 1D.....	137
4.4.2. CPs 2D.....	139
4.4.2.1. Sous gravure sélective.....	139
4.4.2.2 Oxydation.....	143
4.5. Conclusion sur la fabrication des échantillons.....	146
5. Caractérisation optique des échantillons fabriqués.....	147
5.1. Caractérisation des CPs 2D.....	147
5.1.1. Description de l'échantillon OR5241-AlOx-2.....	147
5.1.2. Montage expérimental.....	148
5.1.3. Mesures linéaires.....	149
5.1.4. Mesures de génération de SH.....	150
5.2. Caractérisation des CPs 1D.....	152
5.2.1. Description de l'échantillon OR5136-R-2.....	152
5.2.2. Montage expérimental.....	153
5.2.3. Mesures préliminaires et conclusions.....	155
6. Conclusion.....	157

1. Introduction

Les semiconducteurs 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 (voir Partie I) afin d'obtenir des interactions non linéaires importantes.

Comme nous l'avons vu précédemment (Partie II 3.1.), une solution consiste à utiliser la structuration périodique de la matière à l'échelle de la longueur d'onde. Le travail de Y. Dumeige au laboratoire [Dumeige2002] sur la génération de seconde harmonique dans les milieux stratifiés unidimensionnels constitue le point de départ des études que nous avons menées durant cette thèse. 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 $1.55\mu\text{m}$ (seconde harmonique à 775nm).

Dans cette partie, nous commençons par exposer la méthode de calculs numériques, nommée FDTD non linéaire, que nous avons mise au point durant ce travail de thèse en collaboration avec Y. Dumeige et X. Letartre du LEOM pour calculer la génération de seconde harmonique dans une structure bidimensionnelle arbitraire.

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.

Nous décrivons, après cela, comment nous avons mis au point au laboratoire les procédés de technologie pour fabriquer les structures 1D et 2D types, ceci n'ayant pu se faire qu'avec l'aide précieuse d'I. Sagnes, S. Varoutsis, M. Strassner, L. Legratiet, C. Mériadec, L. Ferlazzo, D. Chouteau, L. Leroy et L. Travers.

Enfin, nous exposerons le résultat des mesures optiques préliminaires réalisées sur les structure 1D et 2D fabriquées.

2. Outil de modélisation: FDTD 2D non linéaire

Comme nous avons pu le voir dans la Partie II, 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) [Yasui2001] qui permet de résoudre le problème dans le cas des guides d'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 [Sakoda2001], ou bien sur la FDTD [Bourgeade2000] [Zheltikov2000] [Shi2002] 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.

2.1. Principe

Le principe de la méthode que nous avons développée consiste à utiliser deux FDTD linéaires (méthode détaillée dans la Partie II) 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 [Bourgeade2000], [Zheltikov2000], et [Shi2002] et permet de gagner du temps dans l'exécution du programme.

A partir de (1.9), (1.10) et (1.14), on obtient pour l'onde SH:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{H}_{SH}}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu_0} \vec{\text{rot}} \vec{E}_{SH} \\ \frac{\partial \vec{E}_{SH}}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \vec{\text{rot}} \vec{H}_{SH} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \vec{P}^{(2)}}{\partial t}\end{aligned}\quad (3.1)$$

où $\vec{P}^{(2)}$ est la polarisation non linéaire du second ordre définie par:

$$\vec{P}^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_{FF} \vec{E}_{FF} \quad (3.2)$$

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 3.1: 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 $\vec{P}^{(2)}$ pour ensuite calculer à chaque instant le champ électromagnétique SH dans la structure.

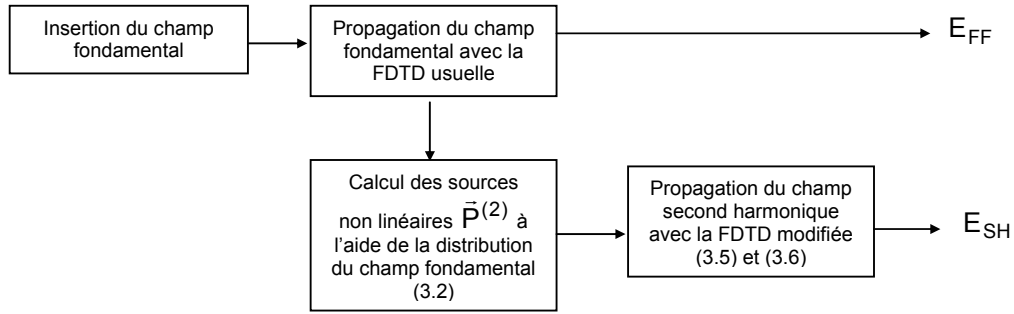


Figure 3.1. Schéma récapitulatif du calcul de la GSH

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

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon(x,y)} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) - \frac{1}{\varepsilon(x,y)} \frac{\partial P_z^{(2)}}{\partial t} \quad \text{TM} \quad (3.3)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial P_x^{(2)}}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial P_y^{(2)}}{\partial t} \end{cases} \quad \text{TE} \quad (3.4)$$

Après discrétisation, en utilisant les mêmes notations que celles du 2.3.2, ces équations deviennent:

$$E_{z,i,j}^{n+1} = E_{z,i,j}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j} \Delta} \left(H_{y,i+1/2,j}^{n+1/2} - H_{y,i-1/2,j}^{n+1/2} + H_{x,i,j-1/2}^{n+1/2} - H_{x,i,j+1/2}^{n+1/2} \right) - \frac{1}{\epsilon_{i,j}} \left(P_{z,i,j}^{(2),n+1} - P_{z,i,j}^{(2),n} \right) \quad \text{TM} \quad (3.5)$$

$$\begin{cases} E_{x,i+1/2,j}^{n+1} = E_{x,i+1/2,j}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j} \Delta} \left(H_{z,i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} - H_{z,i+1/2,j-1/2}^{n+1/2} \right) - \frac{1}{\epsilon_{i,j}} \left(P_{x,i+1/2,j}^{(2),n+1/2} - P_{x,i+1/2,j}^{(2),n-1/2} \right) \\ E_{y,i,j+1/2}^{n+1} = E_{y,i,j+1/2}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j} \Delta} \left(H_{z,i-1/2,j+1/2}^{n+1/2} - H_{z,i-1/2,j-1/2}^{n+1/2} \right) - \frac{1}{\epsilon_{i,j}} \left(P_{y,i,j+1/2}^{(2),n+1/2} - P_{y,i,j+1/2}^{(2),n-1/2} \right) \end{cases} \quad \text{TE} \quad (3.6)$$

Les conditions aux limites absorbantes de Mur (2.3.2) 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.

2.2. Exemple d'applications simples 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 GSH peut également être réalisé analytiquement. Nous avons choisi de calculer la GSH 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.

2.2.1. Guides d'ondes rubans

La Figure 3.2 représente schématiquement un guide d'onde ruban.

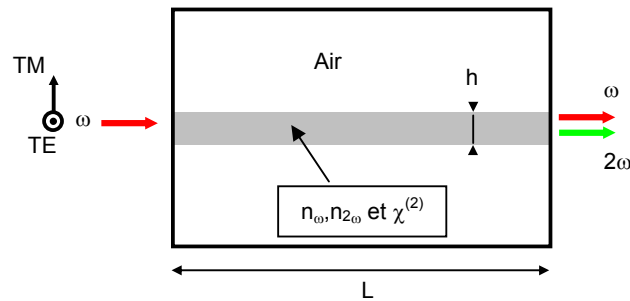


Figure 3.2. Guide d'onde ruban. ω et 2ω dénotent les ondes FF et SH. h est l'épaisseur du guide d'onde, n_ω , $n_{2\omega}$ les indices de réfraction aux fréquences ω et 2ω et $\chi^{(2)}$ la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 du matériau composant le guide d'onde.

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.

2.2.1.1. 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
$$\begin{cases} P_x^{(2)} = P_z^{(2)} = 0 \\ P_y^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_{z,FF}^2 \end{cases}$$
. Le champ SH sera alors généré dans la polarisation TM. Dans ce cas, la longueur de cohérence est donnée par [Rosencher1999]:

$$L_c = \frac{\lambda_{\omega}}{4(n_{2\omega}^{\text{eff,TM}} - n_{\omega}^{\text{eff,TE}})} \quad (3.7)$$

$n_{2\omega}^{\text{eff,TM}}$ et $n_{\omega}^{\text{eff,TE}}$ désignent les indices effectifs des modes guidés aux fréquences ω et 2ω [Yariv1989].

Ici on obtient $n_{\omega}^{\text{eff,TE}} = 1.201$, $n_{2\omega}^{\text{eff,TM}} = 1.351$, 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 $\Delta=25\text{nm}$ ($\sim\lambda_{2\omega}/20$). 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 3.3.

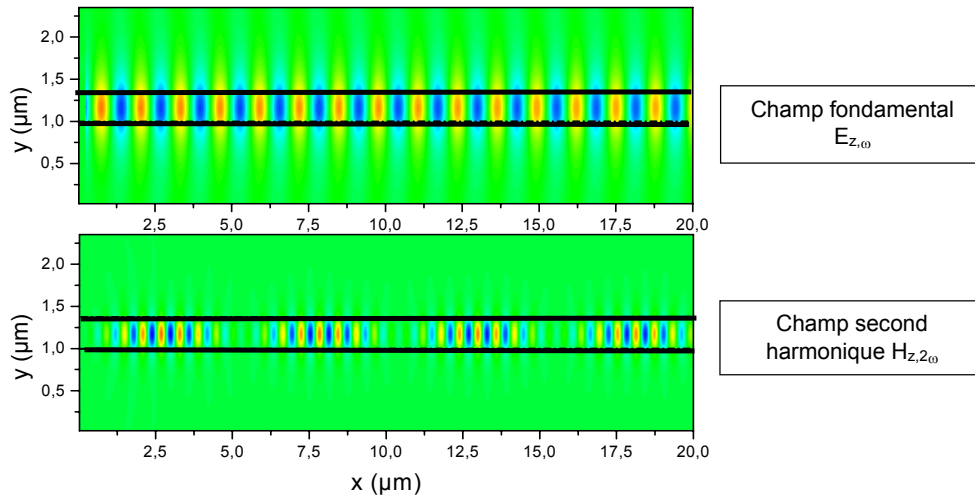


Figure 3.3. Distribution spatiale des champs FF et SH. Les traits noirs matérialisent le guide d'onde.

On a tracé sur le Figure 3.4, en trait fin, la variation spatiale du champ SH à $y=1.2\mu\text{m}$ dans la direction de propagation (milieu du guide).

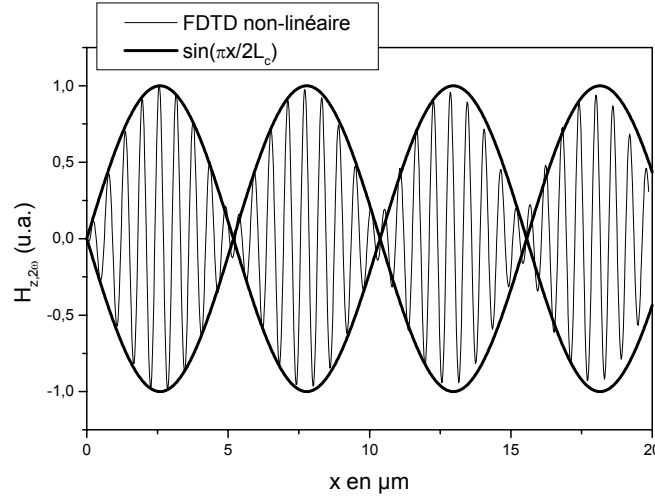


Figure 3.4. Le trait fin représente la variation spatiale du champ SH dans la direction de propagation à $y=1.2\mu\text{m}$ (milieu du guide) obtenue par FDTD. La ligne épaisse correspond à la variation de l'enveloppe du champ calculée analytiquement.

Le champ SH oscille, d'une part, à la fréquence double du champ FF (oscillation rapide sur Figure 3.4) et d'autre part avec une période plus lente. Cette variation plus lente correspond à ce que l'on a appelé dans la Partie I, l'enveloppe lentement variable. La variation de l'enveloppe calculée analytiquement ($\sin(\pi x/2L_c)$) est aussi tracée sur la Figure 3.4 (traits épais). On peut alors voir que les résultats obtenus grâce à la FDTD non linéaire sont en parfait accord avec le calcul analytique.

2.2.1.2. 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 $n_\omega=2$, $n_{2\omega}=1.4064$, $h=0.35\mu\text{m}$, $L=20\mu\text{m}$, donnant $n_\omega^{\text{eff, TM}} = n_{2\omega}^{\text{eff, TE}} = 1.260$.

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

considère que la polarisation non linéaire d'ordre 2 vaut
$$\begin{cases} P_x^{(2)} = P_y^{(2)} = 0 \\ P_z^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_{y,FF}^2 \end{cases}.$$

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 3.5. On peut voir que l'amplitude du champ SH augmente au fur et à mesure de sa propagation. On a tracé sur la Figure 3.6, 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.

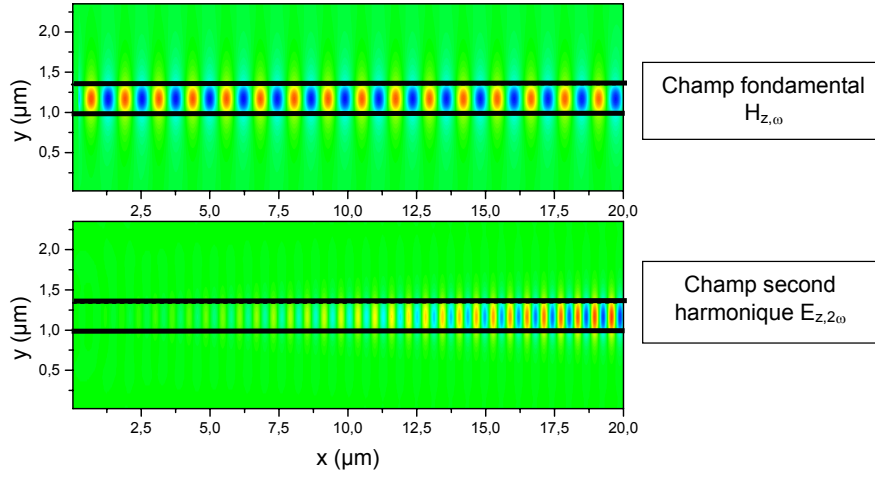


Figure 3.5. Distribution spatiale des champs FF et SH. Les traits noirs matérialisent le guide d'onde.

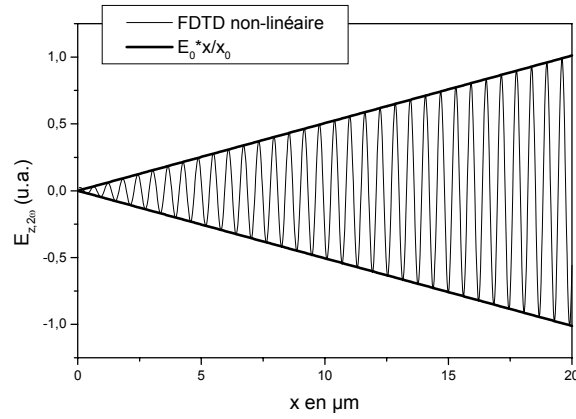


Figure 3.6. Le trait fin représente la variation spatiale du champ SH dans la direction de propagation à $y=1.2\mu\text{m}$ (milieu du guide) obtenue par FDTD. La ligne épaisse correspond à la variation de l'enveloppe du champ calculée analytiquement.

2.2.2. Guides d'ondes rubans quasi-accordés en phase:

Le dernier exemple choisi pour tester la validité de notre programme est celui des guides d'ondes quasi-accordés en phase. La structure simulée est représentée dans la Figure 3.7. Dans cette exemple la susceptibilité non linéaire est une fonction $2L_c$ -périodique telle que:

$$\begin{aligned} \chi^{(2)} &\neq 0 \text{ si } 0 < x < L_c \\ \chi^{(2)} &= 0 \text{ si } L_c < x < 2L_c \end{aligned} \quad (3.8)$$

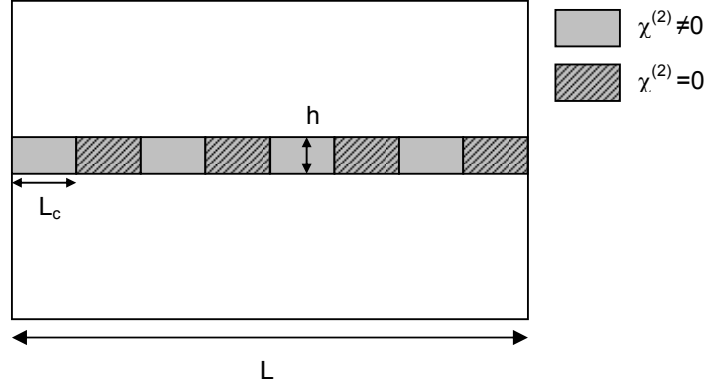


Figure 3.7. Guide d'onde quasi-accordé en phase. L et h sont la longueur et l'épaisseur du guide. L_c est la longueur de cohérence.

Les paramètres du guide sont $n_{\omega}=1.7$, $n_{2\omega}=1.7087$, $h=0.35\mu\text{m}$, $L=20\mu\text{m}$. Le champ FF est injecté dans le guide 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 vaut
$$\begin{cases} P_x^{(2)} = P_y^{(2)} = 0 \\ P_z^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_{z,FF}^2 \end{cases}$$
. Le champ SH est alors généré dans la polarisation TM.

Dans ce cas, on a $n_{\omega}^{\text{eff,TE}} = 1.3553$, $n_{2\omega}^{\text{eff,TM}} = 1.549$ et $L_c=2\mu\text{m}$. Les distributions spatiales des champs FF et SH obtenus grâce à la FDTD non linéaire sont représentées sur la Figure 3.8.

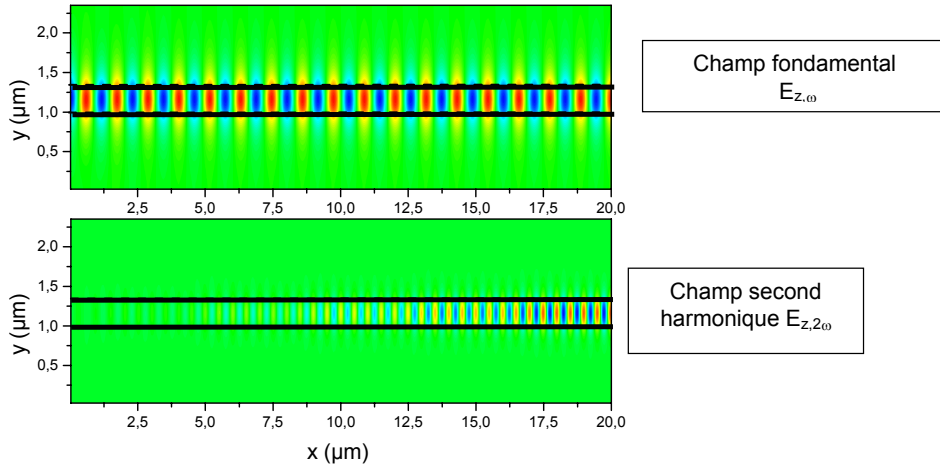


Figure 3.8. Distribution spatiale des champs FF et SH. Les traits noirs matérialisent le guide d'onde.

La variation spatiale dans la direction de propagation du champ SH au milieu du guide est tracée sur la Figure 3.9. Les résultats obtenus sont en parfait accord avec les calculs analytiques. L'enveloppe lentement variable du champ SH croît dans les régions où $\chi^{(2)} \neq 0$ et reste constante dans les régions où $\chi^{(2)} = 0$.

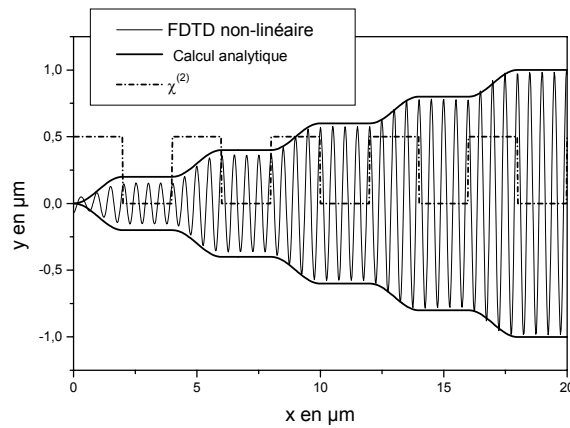


Figure 3.9. Variation spatiale du champ SH au milieu du guide dans la direction de propagation (trait fin). La ligne épaisse correspond à la variation de l'enveloppe du champ calculée analytiquement.

2.3. 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). En régime pulsé, la dispersion chromatique intra impulsion est négligée.

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

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

3.1.1. Motivations

Nous avons pu voir dans la Partie II 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 [Dumeige2002-2]. 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 semiconducteurs 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 [Dumeige2002-2] en utilisant les avantages des CPs 1D couplés à ceux de l'optique guidée.

Dans [Dumeige2002-2], le CP 1D utilisé consiste en un empilement vertical de couches d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ et d' 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 d' AlAs pour obtenir l' 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 $\bar{4}3m$, 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 l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, $n_\omega \neq n_{2\omega}$, 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.

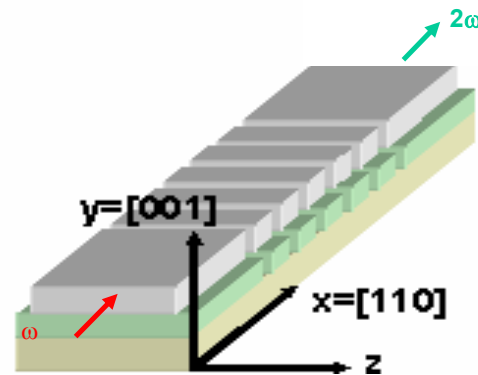


Figure 3.10. CP 1D en géométrie de guide d'onde

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 semiconducteur et d'air dont le contraste d'indice est assez grand pour

réaliser la condition d'accord de phase [Midrio2002]. 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:

$$\begin{pmatrix} P_x^{(2)} \\ P_y^{(2)} \\ P_z^{(2)} \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \\ d_{14} & 0 & -d_{14} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -d_{14} & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_x E_y \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

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

$$\begin{cases} P_x^{(2)} = P_z^{(2)} = 0 \\ P_y^{(2)} = -\epsilon_0 d_{14} E_{z,FF}^2 \end{cases} \quad (3.10)$$

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 [Atkin1996] [Berger1997b] [Palamaru2001] [Ctyroky2002] [Bogaerts2002] aux fréquences ω et 2ω afin de pouvoir générer efficacement le SH.

3.1.2. Conception des structures

Comme nous avons pu le voir dans la Partie II, 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 [Dumeige2002-2] 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.

3.1.2.1. Guides à fort contraste d'indice

Le cas considéré est celui d'une fine membrane de semiconducteur $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ suspendue dans l'air. Le cœur du guide est alors constitué de semiconducteur et la gaine d'air. Le fort contraste d'indice entre l'air et le semiconducteur 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 semiconducteur. La Figure 3.11 représente schématiquement la structure considérée.

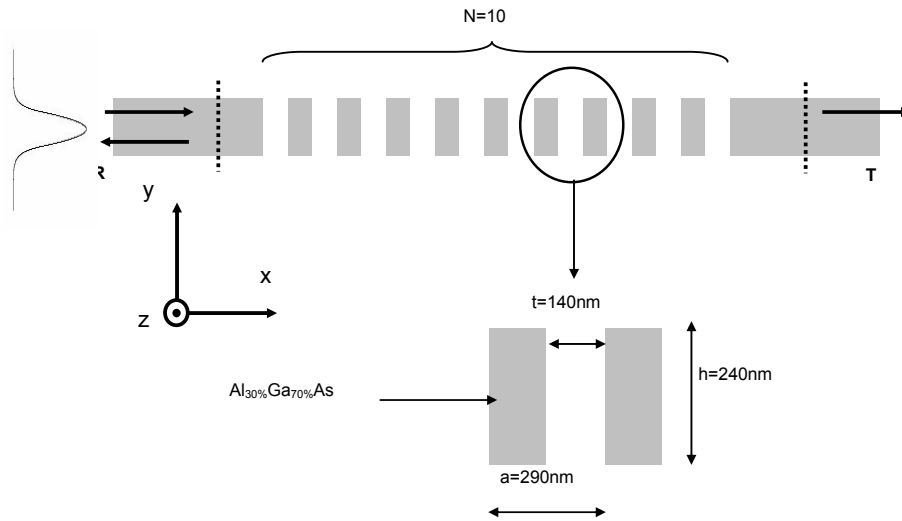


Figure 3.11. Représentation schématique du CP 1D percé dans une membrane d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ suspendue dans l'air. h est l'épaisseur de la membrane. N et t sont le nombre et la largeur des tranchées d'air et a la période du réseau 1D.

Les paramètres de la structure (période $a=290\text{nm}$ – 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 (voir Partie II). 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 3.12. 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.

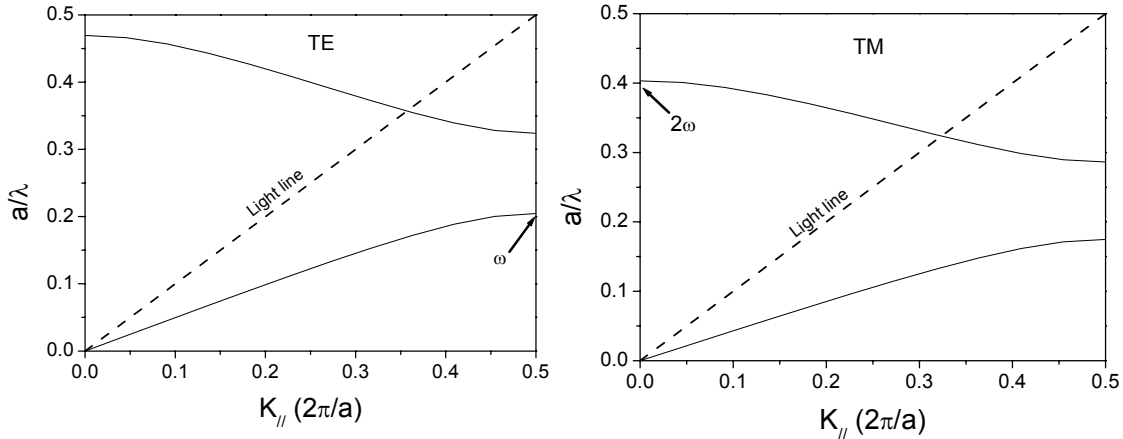


Figure 3.12. Structure de bandes du CP 1D considéré. La condition d'accord de phase est réalisée lorsque le champ F est polarisé TE et le champ SH TM entre les deux points indiqués par des flèches.

Les Figures 3.13.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.

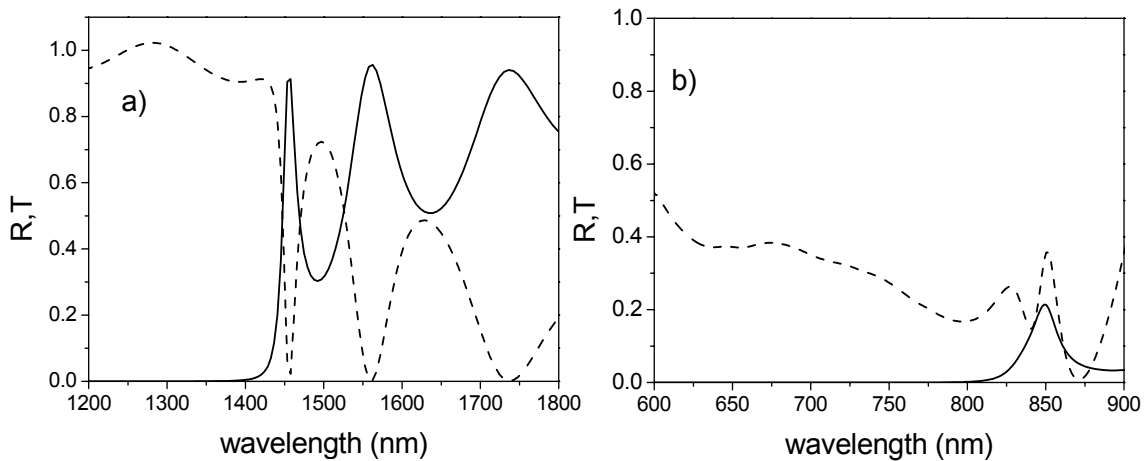


Figure 3.13. Spectres de transmission, réflexion et des pertes autour de a) la longueur d'onde du fondamental; b) la longueur d'onde du second harmonique.

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'autour de la longueur d'onde SH, elles sont importantes.

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 (3.2) et (3.10), les équations d'évolution du champ électrique à la fréquence SH (3.6) deviennent:

$$\begin{cases} E_{xi+1/2,j}^{n+1} = E_{xi+1/2,j}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{ij}\Delta} (H_{zi+1/2,j+1/2}^{n+1/2} - H_{zi+1/2,j-1/2}^{n+1/2}) \\ E_{yi,j+1/2}^{n+1} = E_{yi,j+1/2}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{ij}\Delta} (H_{zi-1/2,j+1/2}^{n+1/2} - H_{zi+1/2,j+1/2}^{n+1/2}) \\ - \frac{\varepsilon_0 d_{ij}}{2\varepsilon_{ij}} \left((E_{zFF,i,j}^{n+1})^2 - (E_{zFF,i,j}^n)^2 + (E_{zFF,i,j+1}^{n+1})^2 - (E_{zFF,i,j+1}^n)^2 \right) \end{cases} \quad (3.11)$$

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

$$P_{y,i,j+1/2}^{(2),n} = \frac{1}{2} (P_{y,i,j}^{(2),n} + P_{y,i,j+1}^{(2),n}) \quad (3.12)$$

Dans cette configuration, on obtient comme rendement de conversion $\eta=2.3 \times 10^{-4}\%$ pour une structure ayant 8 tranchées d'air lorsque la puissance crête F incidente est égale à 72W en considérant la taille du mode $\Delta z \times h = 5\mu m \times 240nm$ (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:

$$k_{0x} < \frac{\omega}{c} \quad (3.13)$$

Ce mode photonique pourra donc se coupler à un mode radiatif de l'air dont le vecteur d'onde $\vec{k}_0$ est tel que:

$$\begin{cases} \vec{k}_0 = k_{0x}\hat{x} + k_{0y}\hat{y} \\ k_0 = \frac{\omega}{c} \end{cases} \quad (3.14)$$

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.

3.1.2.2. Guides à faible contraste d'indice [DumeigeRaineri2003]

- Propriétés linéaires:

Le type de structures que nous étudions est représenté sur la Figure 3.14.

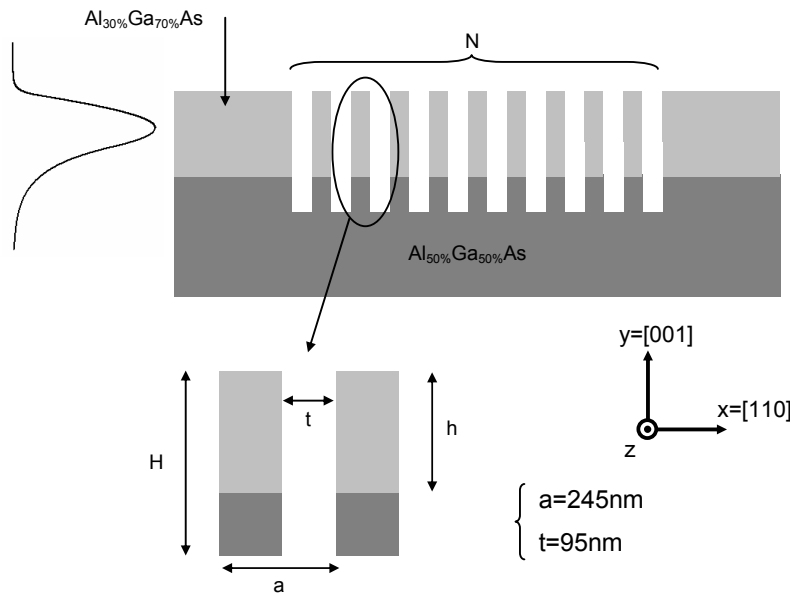


Figure 3.14. CP 1D gravé dans un guide d'onde à faible contraste d'indice. a est la période du réseau 1D. N , t et H sont respectivement le nombre, la largeur et la profondeur des tranchées d'air gravées dans le guide. h est l'épaisseur du cœur du guide d'onde.

Il s'agit de CPs 1D gravés dans un guide d'onde planaire asymétrique dont le cœur d'épaisseur h est constitué d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ et dont la gaine est constituée en partie d'air (superstrat) et en partie d' $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ (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 d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. 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 (3.10) 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 3.15. 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.

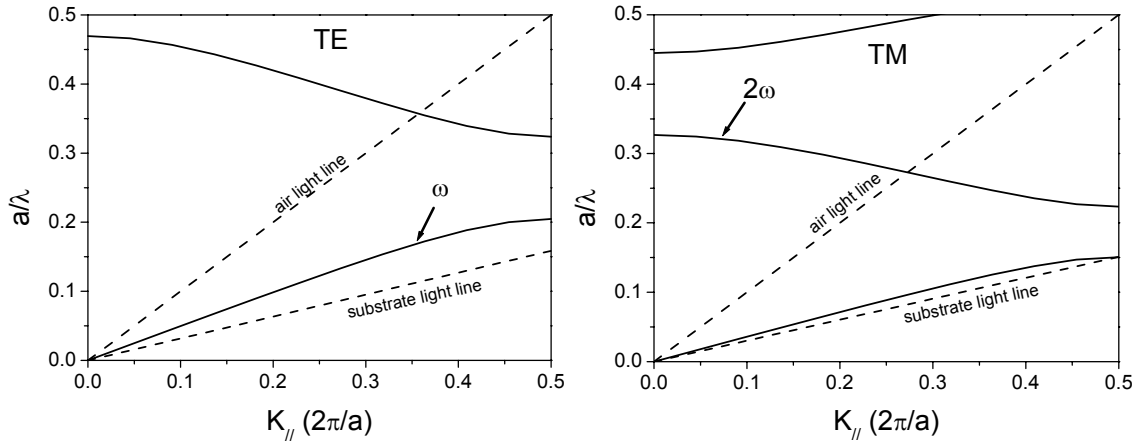


Figure 3.15. Structure de bandes du CP 1D considéré. La condition d'accord de phase est réalisée lorsque le champ F est polarisé TE et le champ SH TM entre les deux flèches indiquées sur la Figure.

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 coeur 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 Partie II). 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 .

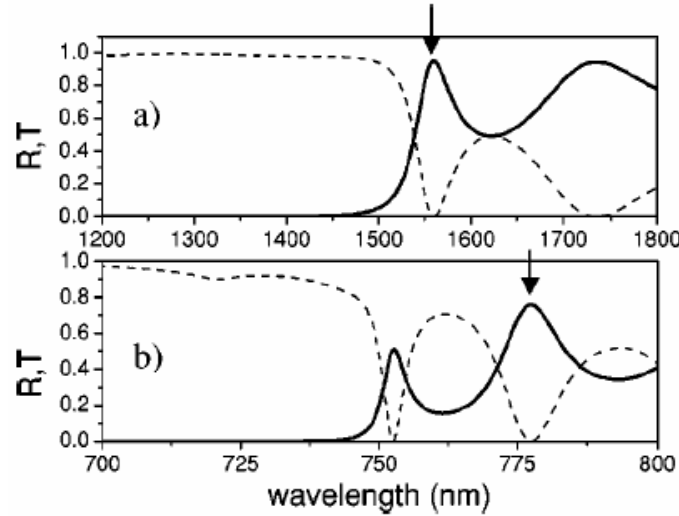


Figure 3.16. Spectres de transmission (lignes continues) et de réflexion (lignes en pointillés) obtenus en FDTD pour la structure définie par $h=1\mu\text{m}$, $H=1.8\mu\text{m}$ et $N=8$ a) autour de la longueur d'onde F ; b) autour de la longueur d'onde du SH . Les flèches indiquent les longueurs d'ondes du F et SH pour lesquelles la condition d'accord de phase est réalisée.

On a reporté sur la Figure 3.17, 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 3.16 pour lesquelles on a l'accord de phase) en fonction de N pour les deux types de structures.

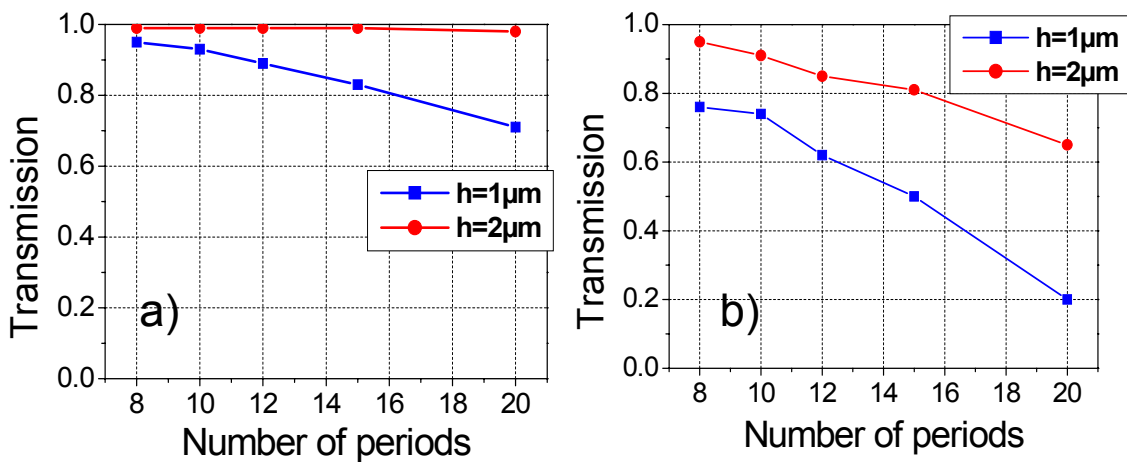


Figure 3.17. Transmissions obtenues pour les structures définies par $h=1\mu\text{m}$ (ligne bleue) et $h=2\mu\text{m}$ (lignes rouges) a) dans le premier pic en bord de gap autour de la longueur d'onde F ; b) dans le deuxième pic en bord de gap autour de la longueur d'onde SH .

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 .

- 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 . Comme dans 3.2.2.1, les équations d'évolution du champ SH se discrétisent en prenant la forme (3.11). Ici, seul l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ est considéré comme matériau non linéaire, la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 d' $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ étant négligeable. Le champ F est injecté dans le mode fondamental pair du guide d'onde. La Figure 3.18 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.

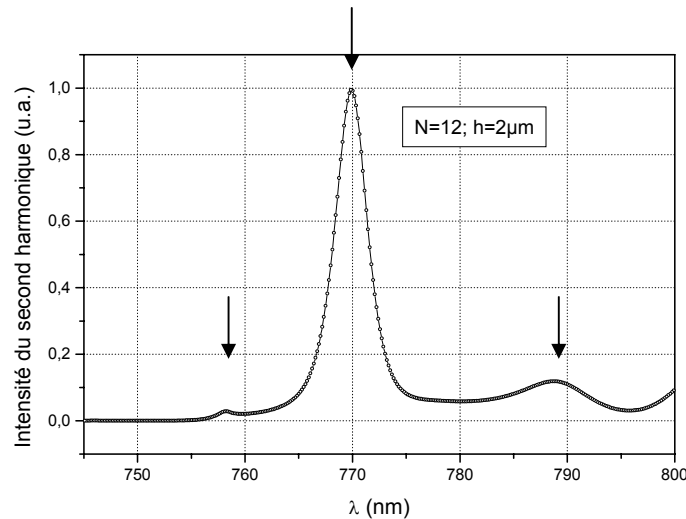


Figure 3.18. Spectre de transmission du SH généré dans la structure caractérisée par $N=12$ et $h=2\mu\text{m}$. Les trois flèches marquent les positions des pics de SH généré.

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 3.18) 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 600W ($h=2\mu\text{m}$) ou 300W ($h=1\mu\text{m}$) en considérant que la taille du mode et de l'ordre de $h\Delta z$ où $\Delta z=5\mu\text{m}$. La puissance incidente est différente pour les deux tailles de guide afin d'envoyer la même intensité.

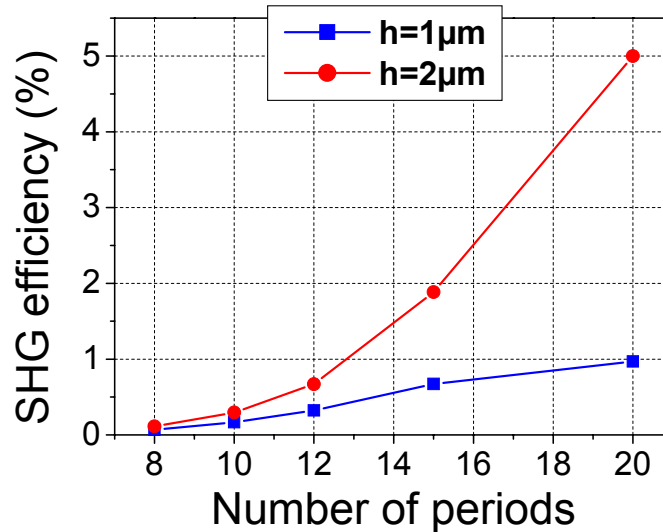


Figure 3.19. Efficacité de génération de SH en fonction de N pour les structures caractérisées par $h=1\mu\text{m}$ (bleu) et $h=2\mu\text{m}$ (rouge) en fixant la puissance crête incidente du champ F à 600W ($h=2\mu\text{m}$) ou à 300W ($h=1\mu\text{m}$).

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 3.19 en fonction de N .

On obtient que l'efficacité de conversion est toujours plus grande dans les structures ayant le cœur 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 [D'Aguanno2001]:

$$\eta_{\text{tot}} \propto (\rho^\omega \times L)^2 \quad (3.15)$$

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

L'efficacité totale peut alors s'écrire:

$$\eta_{\text{tot}} \propto \left(\frac{L}{v_g^\omega} \right)^2 = (\tau^\omega)^2 \quad (3.16)$$

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:

$$\frac{1}{\tau^\omega} = \frac{1}{\tau_G^\omega} + \frac{1}{\tau_R^\omega} \quad (3.17)$$

En injectant (3.17) dans (3.16), on obtient pour l'efficacité de conversion totale:

$$\eta_{\text{tot}} = \left(\frac{\tau_G^\omega \tau_R^\omega}{\tau_G^\omega + \tau_R^\omega} \right)^2 \quad (3.18)$$

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:

$$\eta_{\text{utile}} = T_{2\omega} \cdot \left(\frac{\tau_G^\omega \tau_R^\omega}{\tau_G^\omega + \tau_R^\omega} \right)^2 \quad (3.19)$$

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

$$T_{2\omega} = \frac{\tau_R^{2\omega}}{\tau_G^{2\omega} + \tau_R^{2\omega}} \quad (3.20)$$

De plus, dans le cas des CPs 1D, on peut démontrer [Bendickson1996] 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:

$$\tau_G^{\omega, 2\omega} \propto N^3 \quad (3.21)$$

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:

$$\eta_{\text{utile}} \propto (\tau_G^{\omega})^2 \propto N^6 \quad (3.22)$$

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

$$\eta_{\text{utile}} \propto \frac{(\tau_G^{\omega})^2}{\tau_G^{2\omega}} \propto N^3 \quad (3.23)$$

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

$$\eta_{\text{utile}} \propto \frac{1}{\tau_G^{2\omega}} \propto \frac{1}{N^3} \quad (3.24)$$

Dans le cas général, l'efficacité de génération de seconde harmonique utile s'obtient en injectant (3.20) et (3.21) dans (3.19). Son expression est:

$$\eta_{\text{utile}} \propto N^6 \left(\frac{1}{1 + N^3 / \tau_R^\omega} \right)^2 \left(\frac{1}{1 + N^3 / \tau_R^{2\omega}} \right) \quad (3.25)$$

Appliquons ce modèle aux structures étudiées avec la FDTD non linéaire ($h=1\mu\text{m}$ et $h=2\mu\text{m}$). Afin de calculer les valeurs des coefficients $\tau_R^{\omega, 2\omega}$ dans chaque cas, on utilise les résultats obtenus en FDTD linéaire présentés dans la Figure 3.17. Etant donné que les coefficients de transmission aux fréquences F et SH dépendent de N de la manière suivante:

$$T^{\omega, 2\omega} = \frac{1}{1 + N^3 / \tau_R^{\omega, 2\omega}} \quad (3.26)$$

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

	$h=1\mu\text{m}$	$h=2\mu\text{m}$
τ_R^ω	15194	∞
$\tau_R^{2\omega}$	2668	13685

Notons que, T^ω étant proche de l'unité quel que soit N dans le cas des guides ayant un cœur épais de $2\mu\text{m}$, les pertes à la fréquence F peuvent être négligées et τ_R^ω considéré comme infini.

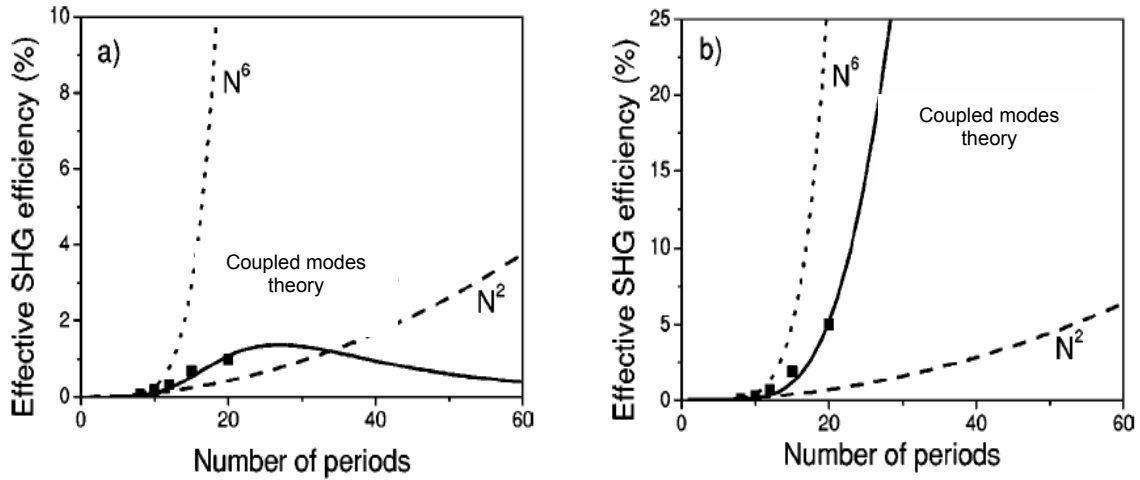


Figure 3.20. Efficacité utile de génération de SH en fonction de N pour les structures caractérisées par a) $h=1\mu\text{m}$ et b) $h=2\mu\text{m}$. La ligne continue représente les résultats prédits par la théorie des modes couplés. Les points sont les résultats obtenus en FDTD non linéaire. La loi asymptotique N^6 est tracée (ligne en pointillés) ainsi que la loi usuelle N^2 (ligne hachurée).

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 3.20 en ligne continue pour les guides caractérisés par $h=1\mu\text{m}$ (Figure 3.20.a) et $h=2\mu\text{m}$ (Figure 3.20.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 $h=1\mu\text{m}$, 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 $6\mu\text{m}$ ($N=25$). 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 $h=2\mu\text{m}$, 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 $6\mu\text{m}$ lorsque la puissance crête du F est de 600W. Pour fabriquer ces structures, il faudra être capable de graver des tranchées dans le semiconducteur dont le rapport d'aspect $\frac{t}{H}$ est supérieur à 30! Nous montrerons dans la suite (au paragraphe 4) qu'une telle prouesse est possible.

3.2. Cristaux photoniques 2D

Si les CPs 1D sont des bons candidats pour fabriquer des doubleurs de fréquence ultra courts pour l'optique intégrée, les CPs 2D constituent aussi une solution pour réaliser la condition d'accord de phase. Dans ce travail de thèse, nous allons montrer qu'il est possible de réaliser l'accord de phase dans les guides W1 (1 ligne de trous supprimée dans un CP 2D de type réseau triangulaire de trous d'air) et dans les CP 2D sans défauts.

3.2.1. Guides W1 [Raineri2002]

3.2.1.1. Motivations

L'idée, ici, est d'utiliser les propriétés dispersives des modes guidés dans un guide W1 (voir partie II) pour réaliser la condition d'accord de phase. Dans ce cas, les ondes F et SH sont confinées dans la ligne de trous manquants, permettant d'empêcher le « walk off » spatial entre les deux ondes dans deux directions de l'espace. Ces guides présentent l'avantage par rapport aux guides à CPs 1D étudiés précédemment, que les centres diffractants pouvant être à l'origine de pertes se situent sur les bords du guide et non au centre de celui-ci. Ceci peut être mis à profit afin de limiter les pertes par diffraction en dehors du plan, dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité.

Le calcul que nous présentons ici est purement bidimensionnel. Nous ne tenons pas compte de pertes par diffraction dans la troisième direction.

3.2.1.2. Première proposition de guide W1 en $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ pour la GSH

- Contrainte de la polarisation non linéaire:

La Figure 3.21 représente schématiquement la structure étudiée.

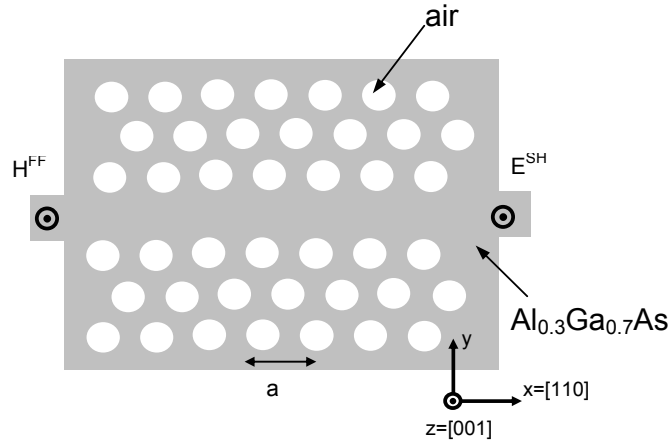


Figure 3.21. Guide W1 étudié. a est la période du réseau triangulaire de trous d'air d'origine. Le champ F est polarisé TE (champ magnétique parallèle à l'axe des trous) et de propage dans la direction $x=[110]$ du semiconducteur $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Quant au champ SH, il est généré dans la polarisation TM (E parallèle à l'axe des trous). L'épaisseur d' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ est supposée infinie.

Il s'agit d'un guide W1 fabriqué dans une couche d' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ d'épaisseur infinie dont la croissance a été réalisée dans la direction $[001]$. La ligne de trous d'air supprimés est dans la direction $x=[110]$ fixant ainsi la direction de propagation de la lumière. Dans ce cas, le tenseur non linéaire d'ordre 2 d' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ est donné par:

$$\begin{pmatrix} P_x^{(2)} \\ P_y^{(2)} \\ P_z^{(2)} \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -d_{14} & 0 & 0 \\ d_{14} & -d_{14} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_yE_z \\ 2E_xE_z \\ 2E_xE_y \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

Pour que le couplage entre l'onde F et l'onde SH ne soit pas nul, on choisit de polariser l'onde F TE. Compte tenu de (3.27), l'onde SH est alors générée dans la polarisation TM et le terme de polarisation non linéaire d'ordre 2 devient:

$$P_z^{(2)} = \varepsilon_0 d_{14} (E_x^2 - E_y^2) \quad (3.28)$$

Ceci nous contraint à réaliser un guide W1 capable de guider l'onde F dans la polarisation TE et de guider l'onde SH dans la polarisation TM. Dans ce but, la première étape consiste à trouver les paramètres d'un réseau bidimensionnel présentant une bande interdite dans la polarisation TE autour de ω_0 et dans la polarisation TM autour de $2\omega_0$. Nous avons pu voir dans la Partie II que les réseaux triangulaires de trous d'air permettent d'obtenir des gaps photoniques à la fois dans la polarisation TE et dans la polarisation TM. De plus, lorsque le facteur de remplissage en air est augmenté, des gaps d'ordre supérieur apparaissent dans la polarisation TM à des fréquences pouvant correspondre à la celle du SH (voir Figure 2.9).

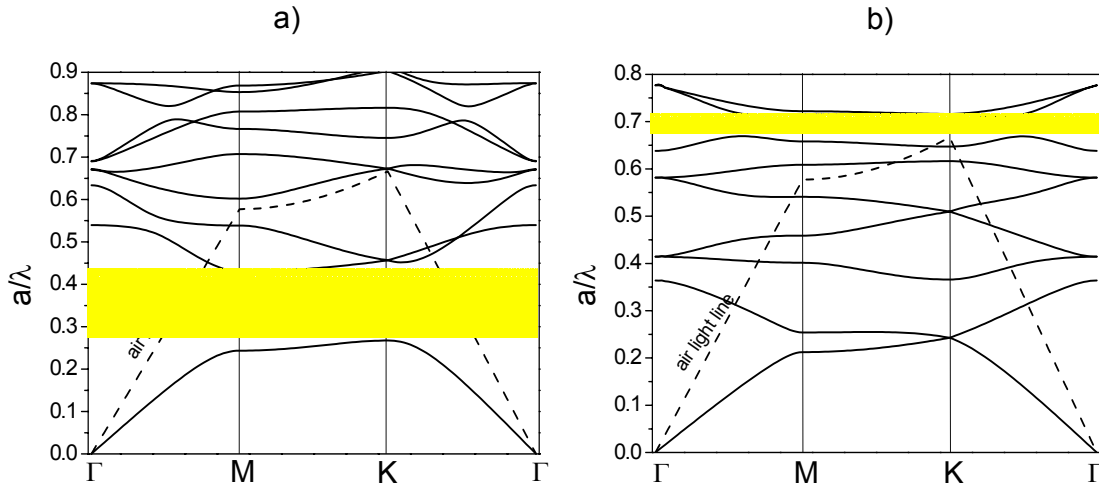


Figure 3.22. Structure de bandes du réseau triangulaire de trous d'air dans l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ défini par $f=0.6$ a) dans la polarisation TE ($n=3.231$) et b) dans la polarisation TM ($n=3.467$). Les bandes jaunes matérialisent les bandes interdites photoniques pouvant correspondre aux fréquences F (sur a)) et SH (sur b)). La ligne hachurée correspond à la ligne de lumière de l'air.

Des calculs de structures de bandes ont été faits en utilisant la méthode de décomposition en ondes planes à deux dimensions. Dans la polarisation TE, l'indice de l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ est pris égal à celui du

matériau autour de $1.55\mu\text{m}$ ($n_{2\omega}=3.231$), alors que dans la polarisation TM, l'indice de l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ est pris égal à celui du matériau autour de $0.775\mu\text{m}$ ($n_{2\omega}=3.467$). On peut voir que, en fixant le facteur de remplissage en air à $f=0.6$, on obtient une bande interdite photonique TE très large autour de $a/\lambda=0.35$ et une bande interdite photonique dans la polarisation TM plus étroite autour de $a/\lambda=0.7$ (Figure 3.22). Il est alors possible avec ce type de cristal photonique de guider simultanément les champs F et SH en fixant a à la valeur de 535nm ($1.55\mu\text{m}$ correspondant à $a/\lambda=0.345$ et $0.775\mu\text{m}$ à $a/\lambda=0.69$). A présent, intéressons nous de plus près à la dispersion des modes ainsi guidés pour voir s'il est possible d'obtenir la condition d'accord de phase.

- Accord de phase:

Dans les milieux périodiques, la condition d'accord de phase prend une forme plus générale [Somekh1972] [Sakoda2001] que celle donnée pour les cristaux massifs ($\vec{k}_{2\omega} = 2\vec{k}_{\omega}$):

$$\vec{k}_{2\omega} = 2\vec{k}_{\omega} + n\vec{G} \quad n \in \mathbb{Z} \quad (3.29)$$

où $\vec{G}$ est un vecteur du réseau réciproque. Dans le cas des guides W1, il existe une seule direction d'invariance pour la structure (celle du guide). La relation (3.29) devient alors scalaire et s'écrit:

$$k_{2\omega} = 2k_{\omega} + n\frac{2\pi}{a} \quad n \in \mathbb{Z} \quad (3.30)$$

Dans la première zone de Brillouin ($0 < k < \frac{\pi}{a}$), on obtient alors deux conditions d'accord de phase:

$$\begin{cases} k_{2\omega} = 2k_{\omega} \\ k_{2\omega} = \frac{2\pi}{a} - 2k_{\omega} \end{cases} \quad (3.31)$$

On a représenté sur la Figure 3.23, la relation de dispersion dans le guide W1 autour des fréquences F (a) et SH (b) que l'on a calculée en utilisant la méthode du développement en ondes planes et la méthode des supercellules.

En utilisant la relation (3.31) et les résultats du calcul, on peut voir que la condition d'accord de phase est satisfaite à trois longueurs d'onde. Ces longueurs d'ondes sont obtenues en reportant le diagramme de bande de la Figure 3.23.a) sur la Figure 3.23.b) en multipliant les axes des abscisses et des ordonnées par deux. De cette façon, les intersections entre ces courbes et les modes guidés dans la polarisation TM donnent les modes F et SH accordés en phase (numérotés de 1) à 3) sur la Figure 3.23.b)). En prenant $a=535\text{nm}$, ces longueurs d'ondes sont, pour l'onde SH, $\lambda_1=781.6\text{nm}$, $\lambda_2=772.9\text{nm}$, $\lambda_3=756.6\text{nm}$.

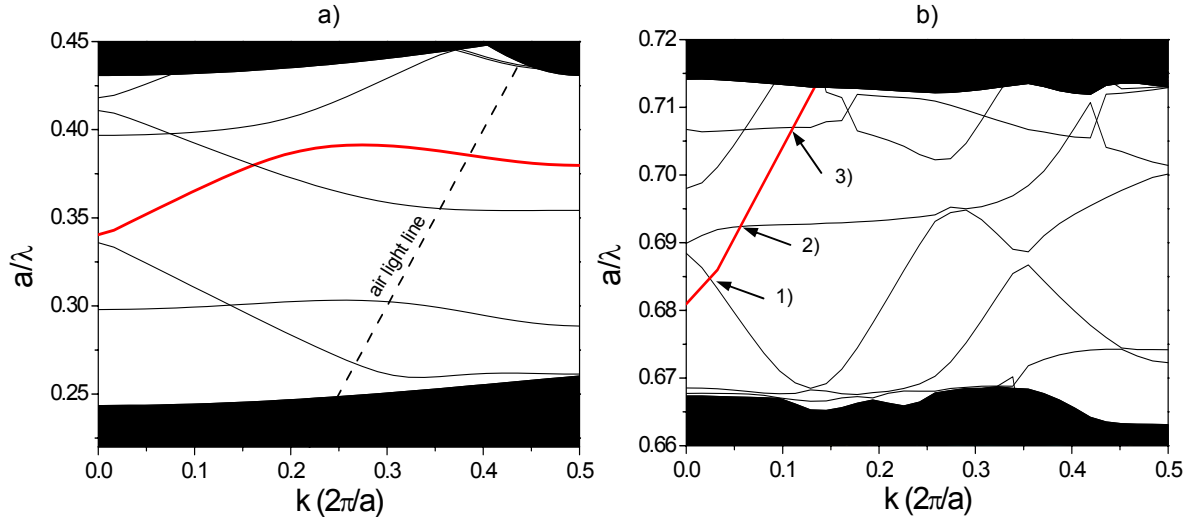


Figure 3.23. Structure de bandes du guide W1 dans la direction ΓK a) dans la polarisation TE autour de la fréquence F. b) dans la polarisation TM autour de la fréquence SH. Les zones noires indiquent les bandes permises du réseau triangulaire d'origine. La bande rouge sur la Figure 3.22.a) est reportée sur b) en multipliant par 2 les axes des abscisses et des ordonnées de telle sorte que les intersections avec les bandes de b) donnent les configurations pour lesquelles la condition d'accord de phase est satisfaite. Ces intersections sont numérotées de 1) à 3).

Afin de connaître parmi ces configurations laquelle a le meilleur rendement de conversion, un calcul numérique utilisant la FDTD 2D non linéaire a été fait.

- Calcul numérique de la GSH

En utilisant les relations (3.28) et (3.5), dans le cas des structures étudiées, les équations d'évolution du champ électromagnétique à la fréquence SH se discrétisent de la manière suivante:

$$E_{z,i,j}^{n+1} = E_{z,i,j}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j} \Delta} (H_{y,i+1/2,j}^{n+1/2} - H_{y,i-1/2,j}^{n+1/2} + H_{x,i,j-1/2}^{n+1/2} - H_{x,i,j+1/2}^{n+1/2}) - \frac{\varepsilon_0 d_{i,j}}{2\varepsilon_{i,j}} \left[\left(E_{x,FFi+1/2,j+1}^{n+1/2} \right)^2 + \left(E_{x,FFi+1/2,j}^{n+1/2} \right)^2 - \left(E_{x,FFi+1/2,j+1}^{n-1/2} \right)^2 - \left(E_{x,FFi+1/2,j}^{n-1/2} \right)^2 \right] + \left[\left(E_{y,FFi+1,j+1/2}^{n+1/2} \right)^2 + \left(E_{y,FFi+1,j+1/2}^{n+1/2} \right)^2 - \left(E_{y,FFi+1,j+1/2}^{n-1/2} \right)^2 - \left(E_{y,FFi+1,j+1/2}^{n-1/2} \right)^2 \right] \quad (3.32)$$

On calcule alors la génération de second harmonique en régime impulsionnel dans un guide W1 de longueur $20\mu\text{m}$. Le spectre de l'impulsion incidente à la fréquence F est une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 30nm . La discrétisation spatiale utilisée est $\Delta=25\text{nm}$ et le nombre d'itérations est choisi égal à 300000. Le champ F est injecté dans la structure à l'aide d'un guide d'onde diélectrique de même taille que le guide w1 et de même indice que le matériau semiconducteur. Le champ SH est détecté sur le deuxième mode pair de ce même guide.

On a tracé sur la Figure 3.24 le résultat du calcul normalisé par l'impulsion fondamentale incidente. On remarque que le SH est généré préférentiellement à deux longueurs d'onde $\lambda_1=780.9\text{nm}$ et $\lambda_2=774.3\text{nm}$. Ces longueurs d'onde correspondent à celles prédites précédemment pour lesquelles la

condition d'accord de phase est satisfaite (moins de 1% de désaccord). Le maximum de génération de SH est obtenu à λ_1 .

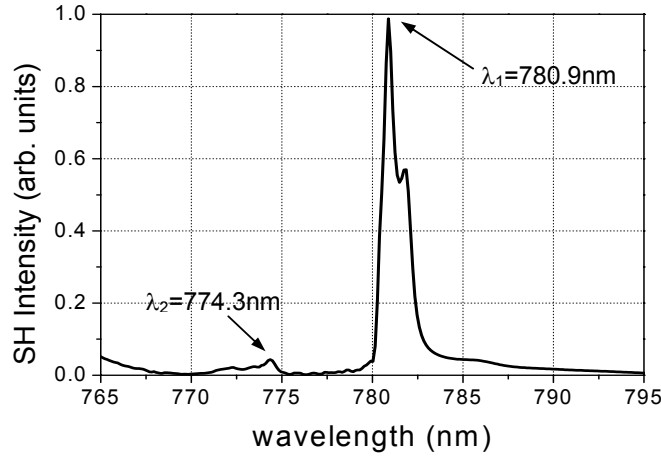


Figure 3.24. Spectre de transmission du SH généré dans le guide W1 de longueur 20µm. Les deux flèches indiquent les pics de SH générés correspondant aux conditions d'accord de phase.

Afin d'interpréter cela, nous avons représenté sur la Figure 3.25 la distribution spatiale du champ se propageant à la longueur d'onde F (a) et aux longueurs d'onde SH λ_1 (b) et λ_2 (c).

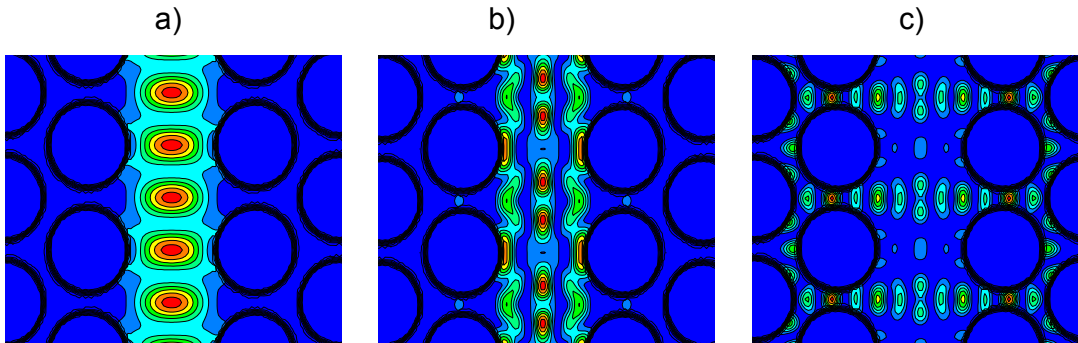


Figure 3.25. Distribution spatiale du champ dans le guide W1. a) composante H_z du champ F. b) composante E_z du champ SH à la longueur d'onde λ_1 . c) composante E_z du champ SH à la longueur d'onde λ_2 .

Nous pouvons voir que le champ F est très bien confiné (transversalement) à l'intérieur de la ligne de trous manquants. Le champ SH, quant à lui, est assez bien confiné à la longueur d'onde λ_1 mais s'étend au delà du premier trou à la longueur d'onde λ_2 . On peut en déduire que le recouvrement des modes F et SH est meilleur lorsque le SH est généré à la longueur d'onde λ_1 . C'est pourquoi, le maximum de génération de SH est obtenu pour cette longueur d'onde.

- Conclusion sur la génération de SH dans les guides W1:

Nous avons proposé une configuration originale pour obtenir la condition d'accord de phase dans l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ afin de générer une onde SH à partir d'une onde incidente à la longueur d'onde 1.55µm.

Cette condition est obtenue en utilisant les propriétés dispersives d'un guide W1 pouvant guider à la fois une onde à la fréquence F dans la polarisation TE et une onde à la fréquence SH dans la polarisation TM. Nous avons également vu que notre programme de FDTD non-linéaire permettait une étude précise des conditions d'accord de phase dans ce type de structure. Il s'agit, ici, d'un travail préliminaire qui permet d'appréhender les potentialités des structures bidimensionnelles et du programme de FDTD non-linéaire. Dans notre approche, la propagation de la lumière dans la direction parallèle à l'axe des trous n'a pas été prise en compte. Cependant, comme nous l'avons fait dans le cas des CPs 1D, une optimisation de la structuration verticale de ces objets semble nécessaire étant donné que, les modes F et SH se trouvent tous les deux au-dessus du cône de lumière de l'air (voir [Lalanne2002]).

3.2.2. CPs 2D sans défaut

3.2.2.1 Accord de phase

L'idée, ici, est d'utiliser les propriétés dispersives des CPs 2D à semiconducteur sans défaut pour réaliser la condition d'accord de phase tout en permettant une augmentation de la densité de modes optiques aux fréquences F et SH, comme dans le cas des CPs 1D, pour obtenir une efficacité de génération de SH accrue. Pour que ces densités de modes soient importantes, les fréquences F et SH doivent être choisies pour correspondre à des modes photoniques où la vitesse de groupe est faible. Une des possibilités est de concevoir une structure où la condition d'accord de phase est réalisée au point Γ ($k=0$) du diagramme de bandes. Dans cette configuration, le F et le SH se propagent dans la direction parallèle à l'axe des trous (voir Figure 3.26).

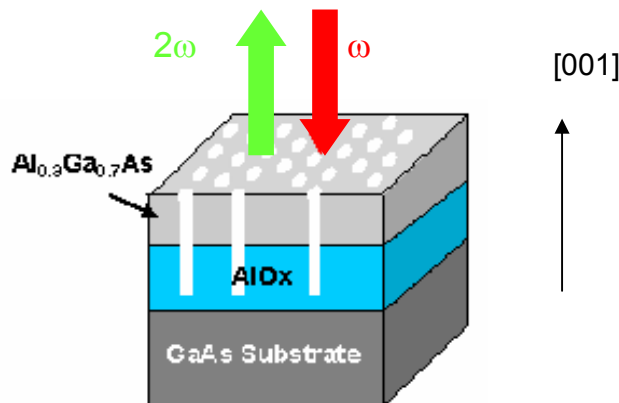


Figure 3.26. Génération de SH dans les CPs 2D sans défaut. L'onde F est incidente sur le CP parallèle à l'axe des trous ([001]) Le SH est généré dans la même direction.

La structure choisie est un CP de type réseau triangulaire de trous d'air. L'empilement vertical des couches de la structure est $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{AlOx}/\text{GaAs}$. L' AlOx est préféré à l'air car ce matériau permet une meilleure évacuation de la chaleur tout en maintenant un fort contraste d'indice avec la couche

d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Les paramètres de la structure sont fixés à $a=800\text{nm}$ et $r=264\text{nm}$ pour que la condition d'accord de phase soit satisfaite lorsque la longueur d'onde du F est $1.55\mu\text{m}$. La Figure 3.27 représente la structure de bande de la structure pour les polarisations TE (a) et TM (b).

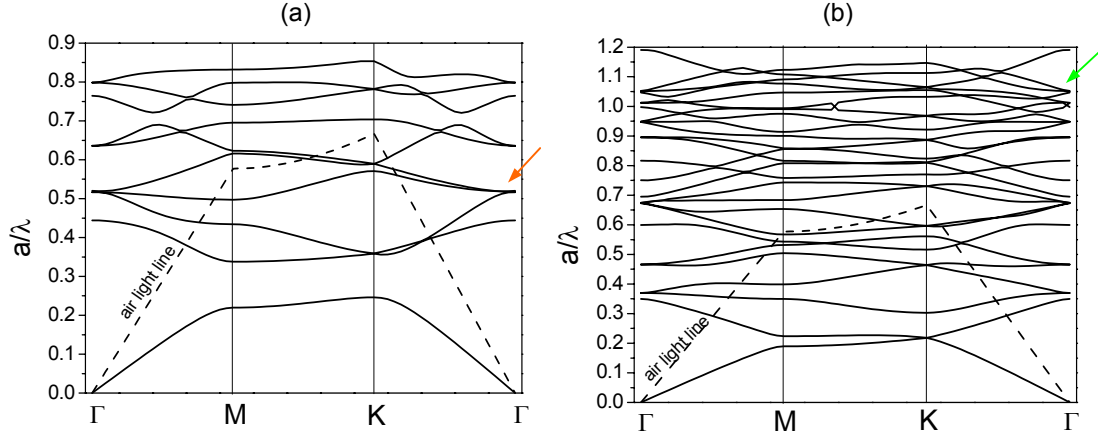


Figure 3.27. Structure de bandes du réseau triangulaire de trous dont les paramètres sont $a=800\text{nm}$ et $r=264\text{nm}$ (a) dans la polarisation TE, (b) dans la polarisation TM. Les flèches rouge et verte désignent, respectivement, les modes F et SH.

Le calcul est réalisé en utilisant les méthodes du développement en ondes planes et de l'indice effectif. Dans la polarisation TE, l'indice du matériau est l'indice effectif du premier mode pair guidé dans la structure sans trou à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$ ($n_{\text{eff}}=3.01$), et dans la polarisation TM, l'indice du matériau est l'indice effectif du premier mode pair guidé dans la structure sans trou à la longueur d'onde $0.775\mu\text{m}$ ($n_{\text{eff}}=3.376$). On peut voir, qu'en utilisant une telle structure, la condition d'accord de phase peut être réalisée au point Γ en plaçant le F et le SH dans les modes désignés par les flèches rouge et verte sur la Figure 3.25. L'onde F et l'onde SH sont respectivement polarisées TE et TM compte tenu du tenseur susceptibilité non-linéaire d'ordre 2. On peut remarquer que la pente de la courbe de dispersion autour de ces fréquences devient pratiquement nulle ce qui signifie que l'on s'attend à une augmentation de la densité de modes.

Utilisons la théorie des modes couplés décrite dans la Partie II au 2.3.3 pour modéliser la génération de SH dans ces structures.

3.2.2.2. Théorie des modes couplés

Nous avons pu voir dans la Partie I, d'après (1.37), que l'intensité du SH généré est proportionnelle au carré de l'intensité du F lorsque la condition d'accord de phase est réalisée. On peut donc écrire:

$$I_{\text{SH}} \propto |I_{\text{F}}|^2 \quad (3.33)$$

Dans le paragraphe 2.3.3 de la Partie II, nous avons vu que, lorsque la direction d'incidence du champ électromagnétique a une composante perpendiculaire au plan de périodicité, la structure se comporte comme un guide d'onde couplé à un résonateur (Figure 2.24). Considérons le SH généré dans le guide d'onde négligeable par rapport au SH généré dans le résonateur. En injectant (2.46) dans (3.33), l'intensité totale du SH s'écrit:

$$I_{SH,tot} = |a_{SH}|^2 \propto |a_F|^4 = \left| \frac{\sqrt{\frac{1}{\tau_{c,F}}}(C_{+1} + C_{+2})}{\frac{1}{\tau_{c,F}} + \frac{1}{\tau_{0,F}}} \right|^4 \quad (3.34)$$

où $1/\tau_{0,F}$ et $1/\tau_{c,F}$ sont les taux de décroissance du champ F dus aux pertes intrinsèques du résonateur et au couplage avec le guide d'onde.

En se servant de la relation de conservation de l'énergie (2.47), on obtient finalement:

$$I_{SH,tot} \propto \left| \frac{\sqrt{\frac{\alpha_F}{\tau_{c,F}}}(1 - r_{1,F})E_{in,F}}{\frac{1}{\tau_{0,F}} + \frac{1}{\tau_{c,F}} \left(1 - \frac{\left(1 + \frac{\alpha_F}{r_{1,F}} \right)}{1 - \frac{\alpha_F^2}{r_{1,F} r_{2,F}}} \right)} \right|^4 \quad (3.35)$$

où $E_{in,F}$ est l'amplitude du champ incident sur la structure, $r_{1,F}$ et $r_{2,F}$ les coefficients de réflexion en amplitude du champ aux interfaces air/CP 2D et CP 2D/AIOx à la fréquence du F. On a:

$$r_{1,F} = \frac{n_{1,F} - 1}{n_{1,F} + 1} \quad \text{et} \quad r_{2,F} = \frac{n_{1,F} - n_{2,F}}{n_{1,F} + n_{2,F}} \quad (3.36)$$

On note α_F la quantité

$$\alpha_F = \text{Exp} \left(-j \frac{n_{1,F} \omega_0}{c} L \right) \quad (3.37)$$

Dans la configuration étudiée, seul le SH se propageant dans l'air peut être détecté. L'amplitude de ce champ, $E_{out,SH}$, s'écrit en fonction du champ SH dans le résonateur de la manière suivante:

$$E_{out,SH} = \sqrt{\frac{1}{\tau_{c,SH}}} (1 - r_{1,SH}) \left(\frac{\frac{\alpha_{SH}}{r_{1,SH}}}{1 - \frac{\alpha_{SH}^2}{r_{1,SH} r_{2,SH}}} - 1 \right) a_{SH} \quad (3.38)$$

où $1/\tau_{c,SH}$ est le taux de décroissance du champ SH dû au couplage avec le guide d'onde, $r_{1,F}$ et $r_{2,F}$ les coefficients de réflexion en amplitude du champ aux interfaces air/CP 2D et CP2D/AIOx à la fréquence du SH. On note α_{SH} la quantité

$$\alpha_{SH} = \text{Exp}\left(-j \frac{n_{1,SH} 2\omega_0}{c} L\right) \quad (3.39)$$

A partir de cela, on peut calculer l'efficacité de conversion utile en faisant le rapport

$$\eta_{\text{utile}} \propto \frac{|E_{\text{out},SH}|^2}{|E_{\text{in},F}|^2} \quad (3.40)$$

On obtient alors en se servant de (3.35), (3.38) et (3.40):

$$\eta_{\text{utile}} \propto \frac{1}{\tau_{c,SH}} (1 - r_{1,SH})^2 \left| \frac{\alpha_{SH} / r_{1,SH}}{1 - \alpha_{SH}^2 / r_{1,SH} r_{2,SH}} - 1 \right|^2 \times \frac{\sqrt{\frac{\alpha_F}{\tau_{c,F}}} (1 - r_{1,F})}{\frac{1}{\tau_{0,F}} + \frac{1}{\tau_{c,F}} \left(1 - \frac{\left(1 + \frac{\alpha_F}{r_{1,F}} \right)}{1 - \frac{\alpha_F^2}{r_{1,F} r_{2,F}}} \right)} l_{\text{in},F}^4 \quad (3.41)$$

On peut voir que l'efficacité de conversion est proportionnelle au taux de décroissance du champ $1/\tau_{c,SH}$ dû au couplage du SH avec le guide d'onde. Ceci signifie qu'il faut placer le SH sur un mode photonique se couplant bien avec les modes radiatifs. On a tracé sur la Figure 3.28 l'efficacité de conversion en fonction des facteurs de qualité $Q_{0,F}$ et $Q_{c,F}$ associés aux taux de décroissance du champ à la fréquence F $1/\tau_{0,F}$ et $1/\tau_{c,F}$. (voir équation (2.41)) en fixant $Q_{c,SH}$ à 50.

On peut voir que, pour chaque valeur de $Q_{0,F}$, un maximum est obtenu lorsque $Q_{c,F} = Q_{0,F}$:

- lorsque $Q_{0,F} < Q_{c,F}$, les pertes dues au couplage avec les modes radiatifs limitent l'augmentation de la densité de modes dans le CP2D et par conséquent l'efficacité de conversion.
- lorsque $Q_{0,F} > Q_{c,F}$, tous les photons incidents ne peuvent pas se coupler au mode photonique à la fréquence F. Une partie de l'énergie de l'onde F n'est donc pas convertie en SH. C'est pourquoi, on observe une diminution du rendement de conversion.

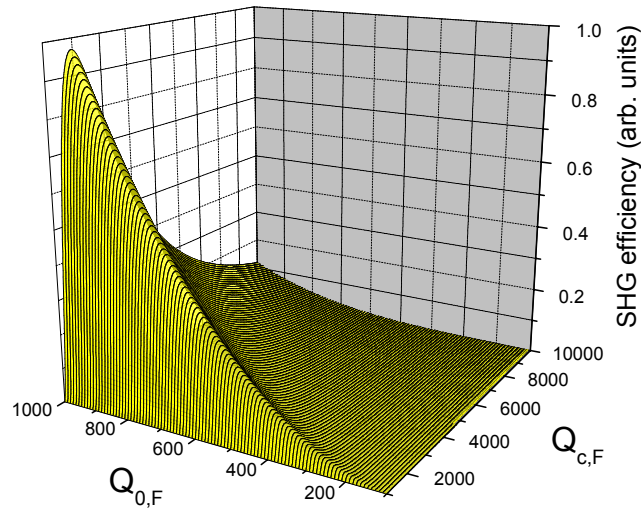


Figure 3.28. Efficacité de génération de SH en fonction de $Q_{0,F}$ et $Q_{c,F}$

D'autre part, à $Q_{c,F}$ fixe, l'efficacité de conversion varie comme $Q_{0,F}^4$. Il est donc très intéressant d'utiliser des structures présentant des modes photoniques à très faible vitesse de groupe.

3.2.2.3. Conclusion sur la génération de SH dans les CPs 2D sans défaut

Nous avons vu que les CPs 2D sans défaut sont aussi de bons candidats pour réaliser de la génération de SH. Il est en effet possible de réaliser la condition d'accord de phase tout en profitant d'une augmentation de la densité de modes aux fréquences F et SH. Nous avons choisi d'étudier le cas où cette condition est obtenue au point Γ ($k=0$) du diagramme de bande du CP 2D. De cette façon, on peut obtenir une efficacité de génération de SH d'autant plus grande que la vitesse de groupe du mode est faible.

3.3. Conclusion sur la conception

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. Dans ce travail de thèse, 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 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. En utilisant le logiciel de FDTD 2D non linéaire développé au cours de cette thèse, une étude de l'efficacité de conversion en fonction des paramètres du guide d'onde et du réseau 1D (épaisseur du cœur 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 5% 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 Γ 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.

Ce paragraphe nous a permis de fixer les paramètres des structures types à fabriquer. Le paragraphe suivant est dédié au travail qui a été effectué durant cette thèse sur le développement des procédés de technologie pour la fabrication de ces objets.

4. Fabrication des cristaux photoniques 1D et 2D

4.1. Généralités

Comme nous l'avons vu durant cette partie, nous nous sommes fixés pour objectif de fabriquer au laboratoire des CPs 1D et 2D dans des hétérostructures basées sur le semiconducteur III-V GaAs. Plus précisément, dans le cas des CPs 1D, il s'agit de transférer un réseau 1D dans des guides rubans à faible contraste d'indice dont les paramètres sont donnés au 3.2.2.2. La principale difficulté ici réside dans le fait qu'il faille graver des tranchées d'air d'environ 90nm dans le semiconducteur sur une profondeur de 3µm (rapport d'aspect supérieur à 30) avec une excellente verticalité. Dans le cas des CPs 2D, nous avons décidé de mettre au point les procédés de technologie nous permettant de transférer un réseau de trous d'air de rayon r compris entre 100nm et 300nm dans une couche de semiconducteur qui peut soit être suspendue dans l'air pour obtenir une membrane, soit être au-dessus d'une couche d'oxyde de bas indice telle que l' Al_2O_3 (AlOx). L'approche "guide à fort contraste d'indice" est choisie pour les CPs 2D car l'épaisseur de la couche de semiconducteur à graver sera, dans tous les cas, inférieure à 1µm, ce qui limite les difficultés technologiques. Notons que la fabrication de CPs 2D gravés profondément dans les semiconducteurs III-V (profondeur de gravure supérieure à 2µm) nécessite des équipements de gravure tels qu'une ICP (Inductively Coupled Plasma) [Pommereau2004] ou une CAIBE (Chemically Assisted Ion Beam Etching) [Mulot2003] que le LPN ne possède pas encore.

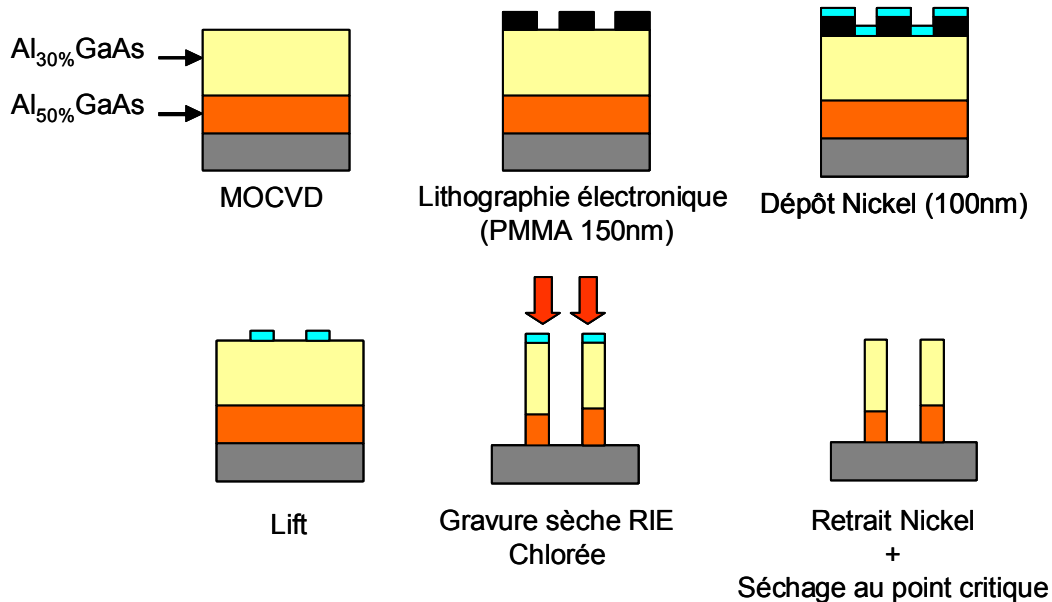


Figure 3.29. Principe de fabrication des CPs 1D

Bien que les exigences technologiques soient différentes pour ces deux types d'objets, le principe de fabrication que nous avons mis au point n'est pas très différent. La première étape est, bien sûr, l'étape de croissance des couches qui forment l'hétérostructure de départ. Toutes les hétérostructures

que nous avons utilisées ont été obtenues en MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition). Un masque diélectrique ou métallique est ensuite défini par lithographie électronique puis transféré dans l'hétérostructure par gravure ionique réactive (RIE: Reactive Ion Etching).

Les Figures 3.29 et 3.30 résument les principes de fabrication des CPs 1D et 2D.

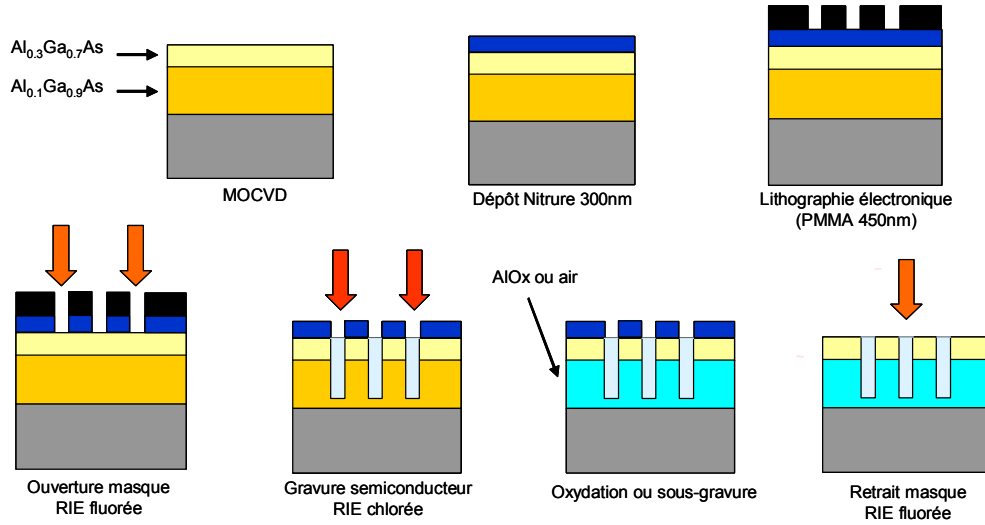


Figure 3.30. Principe de fabrication des CPs 2D

Dans la suite, nous allons décrire plus en détail les différentes étapes et la façon dont certaines d'entre elles ont été mises au point durant ce travail de thèse.

4.2. Etape 1: préparation des masques de gravure

La première étape dans la fabrication des CPs est la définition d'un masque à travers duquel le semiconducteur est gravé. Ce masque doit être assez résistant lors de la gravure sèche du semiconducteur pour pouvoir transférer le motif jusqu'à la profondeur désirée. Dans le cas de couches de semiconducteurs III-V de plusieurs centaines de nanomètres, ces masques sont, en général, en matériau diélectrique (silice, nitrure de silicium, etc...) ou en métal (nickel, or, titane, etc...). Ils sont obtenus en utilisant des méthodes de lithographie suivies, selon le cas, d'une gravure sèche ou d'un dépôt. Dans le cas des CPs, les procédés de lithographie utilisés doivent permettre d'atteindre des résolutions d'une dizaine de nanomètres. Parmi les méthodes possibles, la lithographie électronique est la méthode utilisée au laboratoire pour pouvoir définir des motifs de cette dimension

4.2.1. Lithographie électronique

La lithographie électronique consiste à déposer une couche de résine électro-sensible telle que le PMMA (Polyméthylmétacrylate) que l'on insole à l'aide d'un faisceau d'électrons de faible taille. Dans le cas du PMMA, le faisceau d'électrons casse les liaisons des molécules et crée des radicaux libres

là où il est passé. La résine ainsi insolée est alors soluble dans une solution de MIBK+IPA (1:3) et peut être retirée. Il s'agit d'une résine "positive". Au laboratoire, deux masqueurs électroniques sont utilisés: un JEOL et un LEICA. Les caractéristiques de ces machines sont reportées dans le tableau ci-dessous.

	JEOL	LEICA
Energie (keV)	25-50	20-50-100
Taille de sonde (nm)	8	6
Précision de positionnement (nm)	$\pm 2,5$	$\pm 0,625$
Fréquence Max (MHz)	6	25
Courant de sonde (nA)	0,01-100	0,1-100

De cette façon, on peut définir le motif voulu dans la résine. Bien sûr, selon les caractéristiques du motif, une optimisation de certains paramètres est nécessaire. Tout d'abord, l'épaisseur de PMMA doit être choisie en fonction de la taille latérale des motifs et de l'épaisseur du masque diélectrique ou métallique que l'on veut obtenir. Pour transférer avec le plus de précision le motif, cette épaisseur doit être la plus faible possible. Ensuite, la dose d'électrons incidents sur la résine doit être optimisée selon la taille des motifs et la distance entre motifs. Des effets de proximité peuvent en effet apparaître si les motifs sont proches.

Détaillons à présent, comment sont obtenus les masques de gravure pour les structures fabriqués au laboratoire.

4.2.2. Obtention des masques diélectriques ou métalliques

4.2.2.1. Masque de nickel des CPs 1D

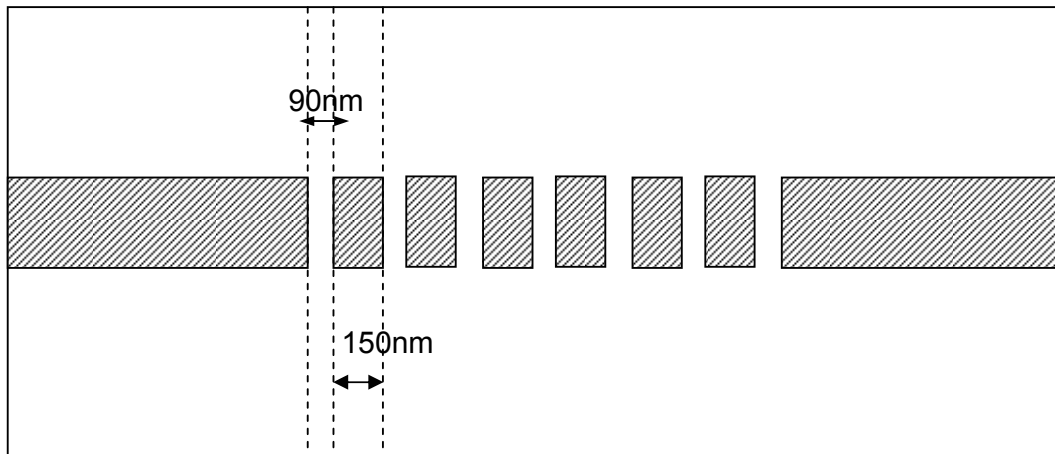


Figure 3.31. Représentation schématique des zones insolées par le faisceau d'électrons (zones hachurées).

Dans le cas des CPs 1D, une couche de PMMA d'épaisseur 150nm est déposée par centrifugation directement sur la plaque épitaxiée. La Figure 3.31 est une représentation schématique des zones insolées sur la plaque.

Ce motif est répété sur la plaque en faisant varier la dose d'électrons de façon à obtenir les bonnes dimensions. L'échantillon est ensuite baigné dans la solution de MIBK+IPA (1:3) pour retirer les zones insolées. Le temps de développement est optimisé de façon à obtenir un profil vertical de la résine en casquette (Figure 3.32.a). Une couche de nickel d'épaisseur 100nm est ensuite déposée (bâti à canon à électrons) sur l'échantillon (Figure 3.32.b). L'échantillon est ensuite passé dans un bain de trichloréthylène pour dissoudre le PPMA restant et par la même occasion retirer le Ni se trouvant au dessus (Figure 3.32.c.) (lift).

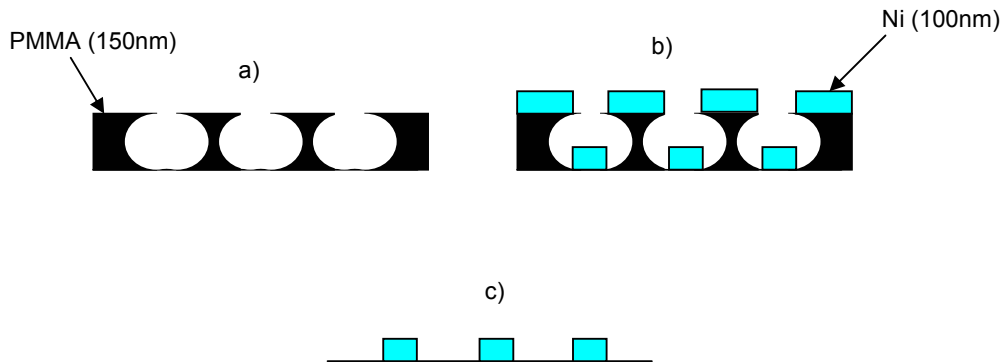


Figure 3.32. Principe de l'obtention du masque de Ni pour les CPs 1D. a) profil en casquette du PMMA. b) surface après le dépôt de nickel. c) masque final obtenu après un bain de trichloréthylène.

On obtient alors le masque dont le motif est le négatif du masque de PMMA. Notons que le profil en casquette permet de retirer sans problème le PMMA se trouvant sous le métal.

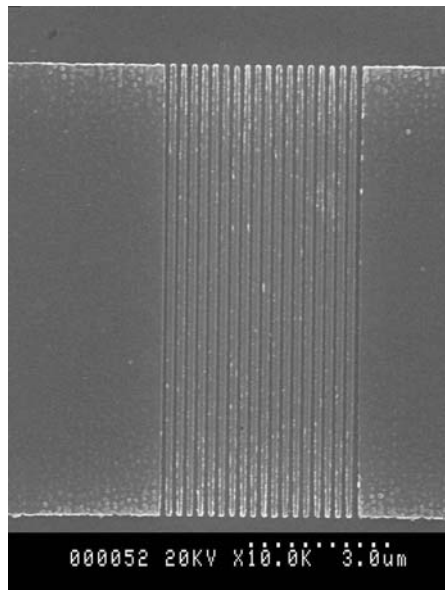


Figure 3.33. Photographie obtenue en microscopie électronique à balayage du masque métallique obtenu

Un cliché pris en microscopie à balayage électronique (MEB) du masque métallique ainsi obtenu est représenté sur la Figure 3.33.

4.2.2.2. Masque de nitrure de silicium des CPs 2D

Dans le cas des CPs 2D de type réseau de trous d'air, étant donné que la proportion d'air dans les échantillons est très inférieure à 50% (par rapport à toute la surface de la plaque), nous utilisons la résine PMMA pour transférer directement le motif dans un masque de nitrure de silicium dans une étape de gravure ionique réactive. Une couche de 300nm de nitrure de silicium est ainsi déposée par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) suivi d'une couche de 450nm de PMMA. La résine est exposée à l'endroit où l'on désire placer des trous d'air. Comme dans le cas précédent, on répète plusieurs fois la structure en faisant varier la dose d'électrons pour obtenir les dimensions escomptées. Le masque de nitrure est ensuite ouvert en RIE (bâti Nextral NE 100) en utilisant un mélange de gaz SF₆ et CHF₃ afin d'obtenir une gravure anisotrope. Le principe de la gravure RIE sera expliqué au 4.3.1. Dans ce procédé le PMMA se grave à la vitesse de 15nm/min tandis que le nitrure à la vitesse de 23nm/min. Le rapport des vitesses de gravure est donc de l'ordre de 1.5. Lorsque l'on grave des trous dont le rayon est de l'ordre d'une centaine de nanomètres, on observe que le temps de gravure doit être augmenté par rapport au cas où l'on grave de grandes surfaces pour arriver au fond des trous.

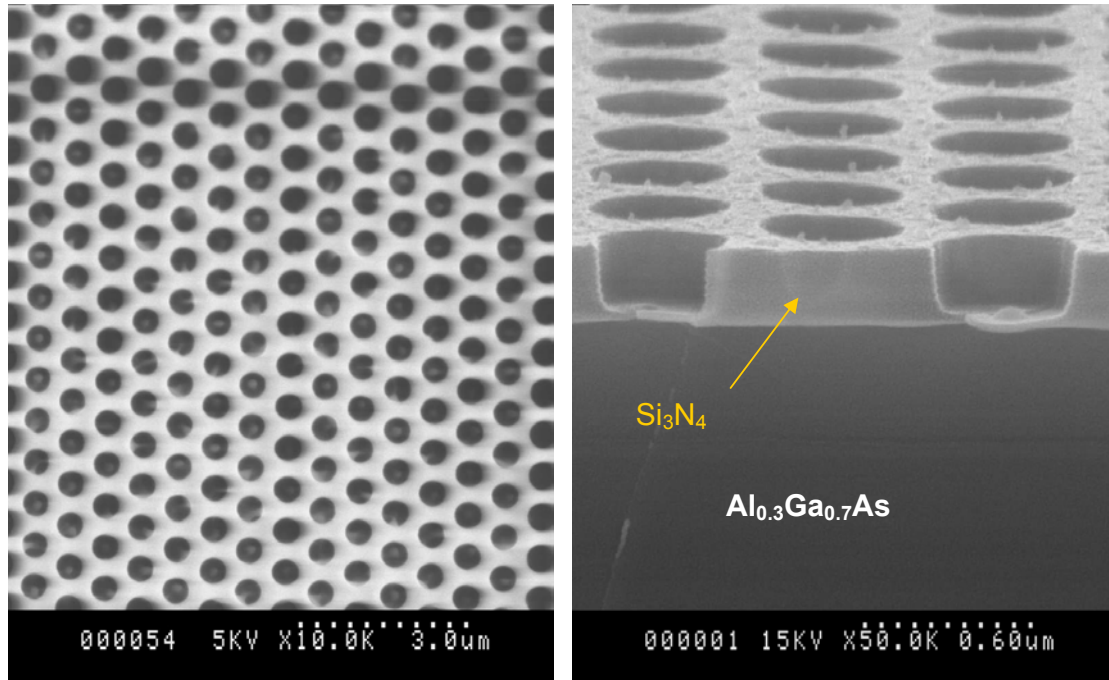


Figure 3.34. Photographies MEB GAUCHE: du masque de PMMA. DROITE: du masque de nitrure.

Pour être sûr de graver entièrement le masque dans les trous, le temps est multiplié par un facteur 1.5 par rapport au temps de gravure d'une grande surface de nitrure que l'on peut suivre in situ grâce à

un système d'interférométrie laser. Notons que la couche de PMMA est suffisamment épaisse pour autoriser une gravure aussi longue (environ 20min). Le reste de PMMA est ensuite retiré avec un plasma oxygène. Des photographies MEB des masques de PMMA et de nitrure sont représentées sur la Figure 3.34.

Il s'agit ici d'un réseau triangulaire de trous d'air de rayon $r=215\text{nm}$ et de période $a=780\text{nm}$. On peut voir sur la photographie du masque de nitrure que la couche est entièrement gravée et que les flancs des trous sont quasiment verticaux.

Une fois le masque diélectrique ou métallique obtenu, le semiconducteur est gravé en RIE.

4.3. Etape 2: gravure du semiconducteur

4.3.1. Principe de la gravure ionique réactive

La RIE est une technique dite de gravure sèche couramment utilisée en microélectronique et en optoélectronique depuis de nombreuses années. Cette technique consiste à créer un plasma dans un gaz à basse pression composé d'espèces chimiques pouvant réagir avec le matériau à graver. Ce plasma est créé dans l'enceinte, entre une anode et une cathode, par une décharge radiofréquence (RF), en général, à la fréquence 13.6MHz. Il est alors constitué d'électrons, d'ions et d'espèces neutres, qui forment un gaz ionisé globalement neutre. La différence de cinétique entre les électrons et les ions instaure près de la cathode une différence de potentiels que l'on appelle tension d'autopolarisation. Les ions sont alors accélérés vers la cathode sur laquelle l'échantillon est placé et bombardent la surface à graver. Le principe de ce type de gravure repose donc sur 2 mécanismes:

- La pulvérisation de la surface par les ions lourds accélérés vers la cathode. Il s'agit d'un mécanisme purement physique. La gravure de l'échantillon est anisotrope (seulement dans la direction verticale) mais n'est pas sélective. Le masque et le matériau à graver sont alors gravés à la même vitesse.
- L'attaque chimique des composés qui forment le plasma. Il s'agit d'un mécanisme purement chimique. La gravure de l'échantillon est isotrope (dans toutes les directions à la fois) mais sélective. Seul le matériau à graver est attaqué.

En règle générale, un compromis devra être trouvé entre ces deux types de mécanismes afin de graver de façon sélective par rapport à un masque et de façon anisotrope le matériau désiré. Pour ce faire, beaucoup de paramètres peuvent être variés. On peut citer, par exemple, la composition du gaz formant le plasma, la pression, la puissance de l'onde RF, etc... Dans notre cas, le matériau à graver est le semiconducteur $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ en utilisant soit un masque de nitrure de silicium, soit un masque de nickel. En capitalisant l'expérience du laboratoire, notre point de départ est l'utilisation du mélange de gaz $\text{SiCl}_4 + \text{O}_2$, le SiCl_4 réagissant avec le semiconducteur et l' O_2 servant à passiver les flancs de

gravure pour obtenir une bonne anisotropie. L'O₂ réagissant avec le SiCl₄, une couche de SiO₂ pouvant protéger les flancs de gravure de l'attaque chimique du chlore, se dépose sur l'échantillon. En ajustant correctement les paramètres, une gravure anisotrope peut être alors obtenue.

Nous allons étudier dans la suite, l'influence des concentrations de SiCl₄ et d'O₂ sur le profil de gravure et montrer qu'il est possible d'obtenir des conditions répondant aux exigences de la conception des CPs 1D et 2D.

4.3.2. Optimisation des procédés

L'échantillon est maintenant placé dans le réacteur d'un bâti Nextral NE 100 où le gaz SiCl₄ est disponible. L'enceinte est pompée pour obtenir une pression interne inférieure à 20nbar. Ceci est nécessaire étant donné que les couches épitaxiées contiennent de l'aluminium. Les concentrations de gaz vont être optimisées pour obtenir une gravure la plus anisotrope possible. Durant ce travail de thèse, les procédés de gravure ont d'abord été optimisés pour les CPs 2D.

4.3.2.1. Influence de la concentration de SiCl₄

Etudions l'influence de la concentration de SiCl₄ sur le profil de gravure des trous à réaliser dans l'Al_{0.3}Ga_{0.7}As. La plaque utilisée ici est constituée d'une couche de 450nm d'Al_{0.3}Ga_{0.7}As épitaxiée sur 1µm de GaAs séparée du substrat par une fine couche d'AlAs de 20nm. Un premier échantillon est gravé en utilisant un procédé où la concentration d'O₂ est fixée à zéro et où la concentration de SiCl₄ est fixée à x₀=2sccm. L'évolution de la profondeur de gravure est suivie par interférométrie laser sur un bout du même échantillon sans masque de nitrure sur de grandes zones (le faisceau laser a un diamètre très supérieur à celui des trous). On arrête la gravure au bout d'environ 15min ce qui correspond à une profondeur gravée d'environ 1.7µm (vitesse de gravure de l'ordre de 115nm/min). Le temps de gravure est volontairement choisi aussi long afin d'être sûr de graver la couche d'Al_{0.3}Ga_{0.7}As sur toute son épaisseur. On peut observer sur la Figure 3.35. qu'il reste encore du masque de nitrure (environ 100nm) et on peut déduire une vitesse de gravure du masque avec ce procédé d'environ 13nm/min.

La Figure 3.35 a) représente la photographie MEB de l'échantillon ainsi obtenu. On peut voir que la gravure s'arrête à une profondeur d'environ 800nm, donc au delà de la couche d' Al_{0.3}Ga_{0.7}As dans la zone à trous. Dans ce cas, le profil des trous n'est pas droit dans la couche d'Al_{0.3}Ga_{0.7}As. On peut observer une légère sous-gravure latérale. Un autre échantillon identique au précédent est placé dans le réacteur où l'on réalise une gravure toujours en maintenant la concentration d' O₂ nulle mais en fixant cette fois-ci la concentration de SiCl₄ à 2x₀=4sccm. On arrête encore une fois la gravure au bout de 15 min et on observe au MEB le résultat. Sur la Figure 3.35 b), on peut voir que la profondeur de gravure dans la zone à trous est toujours d'environ 800nm mais que les trous sont encore plus sous-gravés latéralement. On a rendu la gravure encore plus "chimique" et par conséquent encore plus

isotrope. Notons que dans la couche de GaAs (au fond des trous), on observe le contraire : plus le flux de SiCl_4 est important, moins on grave latéralement les trous.

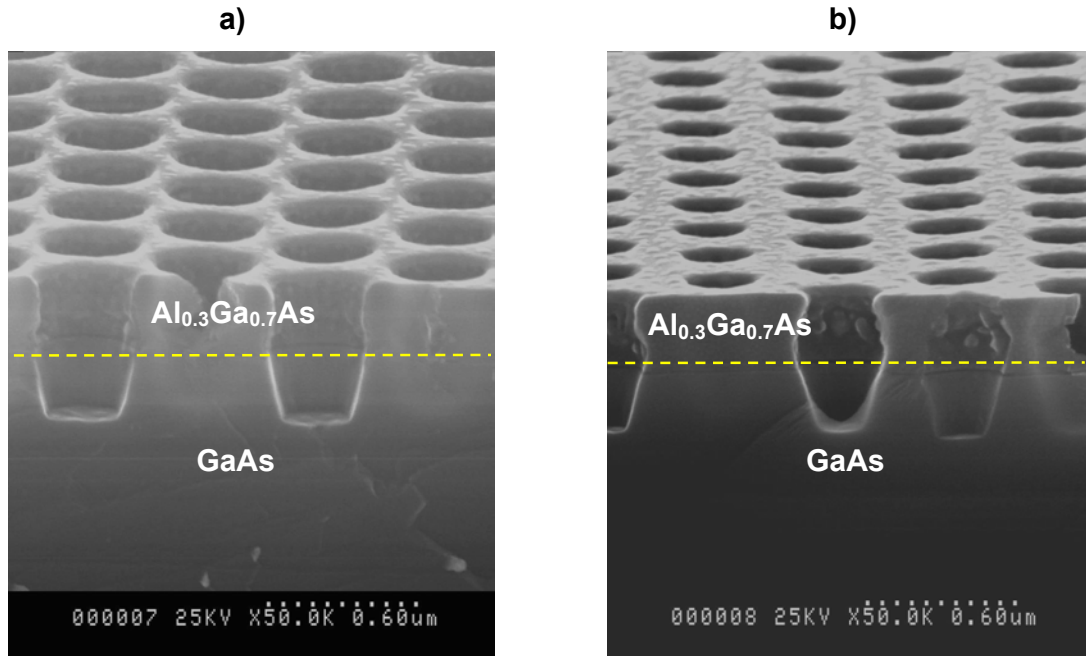


Figure 3.35. Photographies MEB de l'échantillon après gravure RIE du semiconducteur sans O_2 . GAUCHE: la concentration de SiCl_4 vaut $x_0=2\text{sccm}$ lors de la gravure. DROITE: la concentration de SiCl_4 vaut $2x_0=4\text{sccm}$ lors de la gravure.

4.3.2.2. Influence de la concentration de O_2

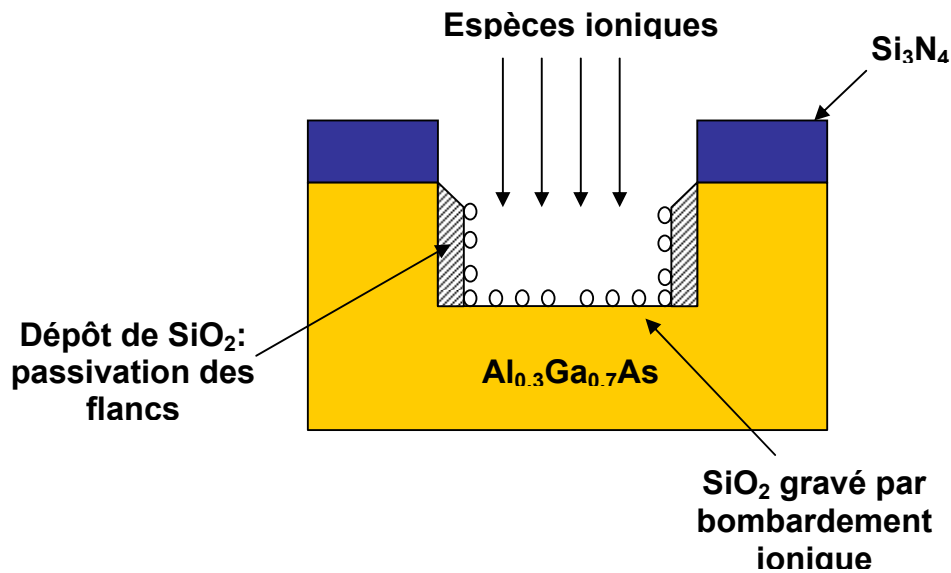


Figure 3.36. Gravure du trou au cours du procédé. Lors de la gravure, une fine couche de SiO_2 se dépose sur l'échantillon et protège les flancs du trou des attaques chimiques du chlore. Au fond du trou, cette couche est pulvérisée par le bombardement ionique. Le semiconducteur est alors gravé.

Pour réaliser une gravure anisotrope, de l' O_2 est introduit dans le plasma de gaz. La Figure 3.36 schématise la gravure du trou au cours du procédé.

Comme nous l'avons déjà dit, une réaction se produit entre l' O_2 et le $SiCl_4$ pour former de la silice qui se dépose sur l'échantillon. Cette couche protège les flancs de l'attaque chimique du chlore et empêche par conséquent la sous-gravure des trous. Au fond des trous, la silice d'épaisseur très fine (inférieure à 1nm) est pulvérisée par le bombardement des ions lourds laissant la surface du semiconducteur vulnérable aux attaques chimiques.

La plaque définie au 4.3.2.1 est gravée en utilisant 3 procédés ayant des concentrations d' O_2 différentes: 0sccm, $y_0=0.2$ sccm, $2y_0=0.4$ sccm en fixant la concentration de $SiCl_4$ à 2sccm. Les photographies des résultats obtenus sont représentées sur la Figure 3.37..

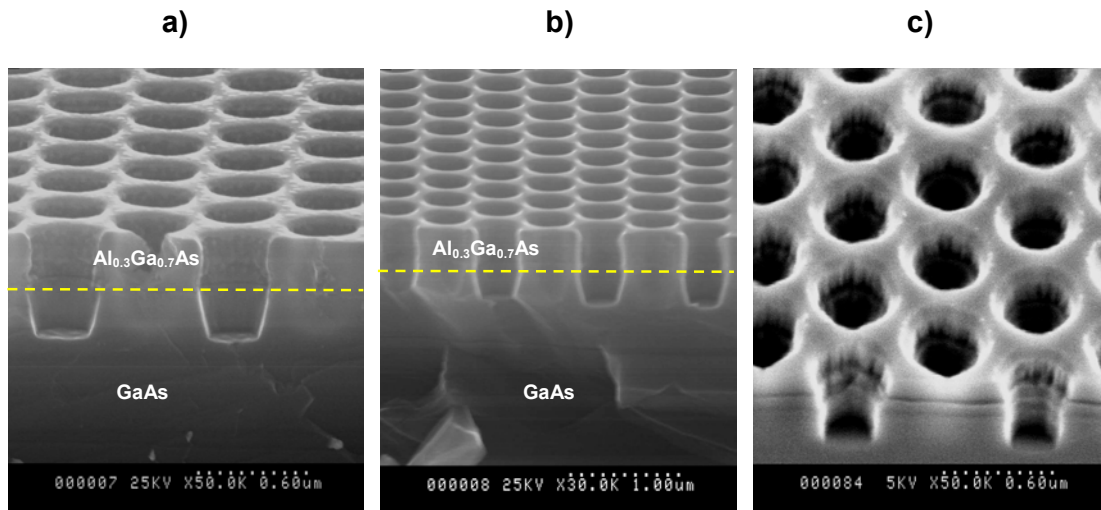


Figure 3.37. Photographies MEB de l'échantillon après gravure RIE du semiconducteur avec la concentration de $SiCl_4$ fixée à $x_0=2$ sccm. a) sans oxygène. b): la concentration de O_2 vaut $y_0=0.2$ sccm. c): la concentration de O_2 vaut $2y_0=0.4$ sccm.

Comme nous l'avons vu précédemment, lorsqu'il n'y a pas d' O_2 , les trous sont légèrement sous-gravés (Figure 3.37.a)). Lorsque la concentration d' O_2 est augmentée à 0.2sccm, la sous-gravure est éliminée et la gravure devient anisotrope (Figure 3.37.b)). En continuant d'augmenter la concentration d' O_2 , le profil des trous devient rentrant (Figure 3.37.c)).

Les meilleures gravures ont été obtenues lorsque les concentrations de $SiCl_4$ et d' O_2 sont fixées à 2sccm et 0.2sccm. Les CPs 1D sont gravés dans les mêmes conditions de gravure. La vitesse de gravure du masque de nickel est de l'ordre de 2nm/min et le temps de gravure de 25min (environ 50nm de Ni sont alors gravés durant ce procédé). Les résultats sont montrés sur la Figure 3.38. On peut voir que dans ces conditions, des tranchées de 90nm d'air parfaitement verticales ont été gravées sur une profondeur de 3µm.

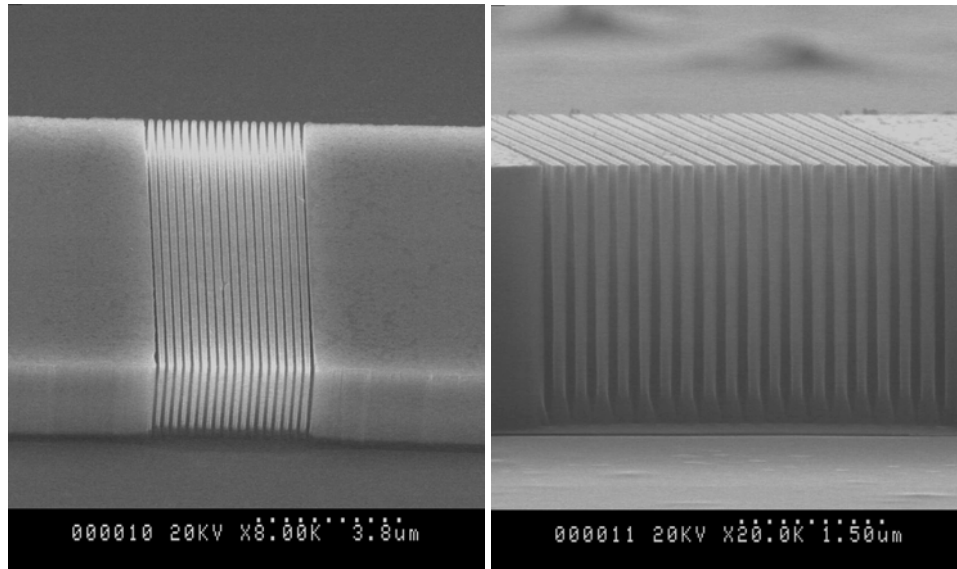


Figure 3.38. Photographies MEB des CPs 1D obtenues après la RIE SiCl_4/O_2 .

4.4. Etape 3: finalisation des échantillons

Après la gravure du semiconducteur, selon le type d'échantillon désiré, une étape ultime est réalisée.

4.4.1. CPs 1D

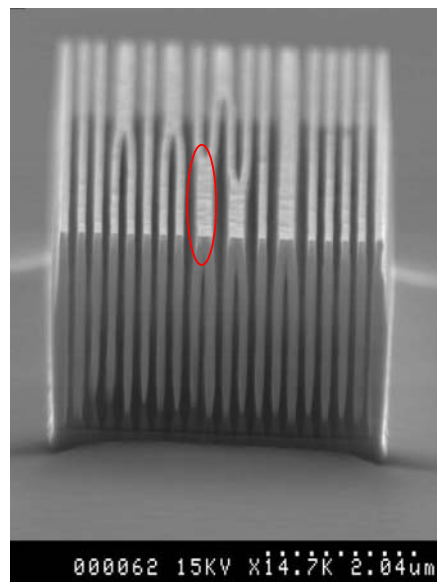


Figure 3.39. Image MEB d'un CP 1D obtenue après retrait du masque de nickel et séchage à l'air. La zone entourée en rouge est une zone où les lamelles de semiconducteur se sont collées à cause des tensions superficielles.

Dans le cas des CPs 1D, la dernière étape est le retrait du masque métallique restant au dessus des couches épitaxiées. Ceci se fait à l'aide d'une solution d'acide nitrique (HNO_3) diluée dans de l'eau (10%). Une précaution toute particulière doit être prise pour sécher ces échantillons.

Etant donné la proximité et l'épaisseur des lamelles de semiconducteur, lorsque les structures sont séchées à l'air après l'étape de retrait du masque métallique, il peut se créer des tensions superficielles entre les lamelles, les attirant les unes vers les autres. Un exemple de structure obtenue est représentée sur la Figure 3.39.

Pour éviter ce phénomène, une solution consiste à sécher l'échantillon en contournant le point critique du solvant dans lequel il se trouve. Sur la Figure 3.40., nous avons tracé le diagramme de phase pression-température du CO_2 .

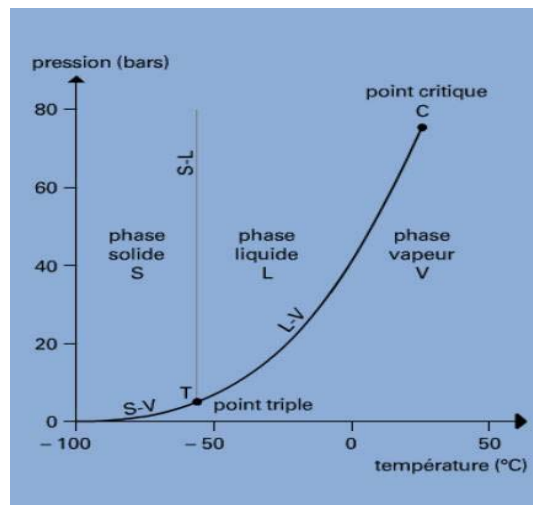


Figure 3.40. Diagramme de phase pression-température du CO_2 .

Sur ce diagramme nous pouvons voir les domaines de température et de pression dans lesquels le CO_2 est dans l'état solide, liquide ou gazeux. Dans certaines conditions, plusieurs phases coexistent en équilibre. Ces conditions correspondent aux courbes S-V (solide-vapeur), S-L (solide-liquide), L-V (liquide-vapeur). En règle générale, lorsque l'on passe d'un état à un autre, par exemple en augmentant la température, on observe une discontinuité de la masse volumique du composé étudié. C'est ce que l'on peut observer sur la Figure 3.41 qui représente le diagramme de phase pression-masse volumique du CO_2 .

Cependant, dans le cas de l'ébullition, la masse volumique peut varier de façon continue lorsque l'on passe de l'état liquide à l'état gazeux. Ceci est possible à condition de contourner le point critique C où se termine la courbe d'équilibre liquide-vapeur (L-V sur Figure 3.40). Dans le cas du CO_2 , le point critique est associé à la pression $P_c=73.8\text{bar}$ et à la température $T_c=31.1^\circ\text{C}$. Au-delà de C, le composé se trouve dans un état que l'on appelle supercritique (zone bleue sur la Figure 3.41). Dans ces conditions, on ne distingue plus d'interface entre la phase liquide et la phase gazeuse. Il n'y existe donc plus de tension superficielle.

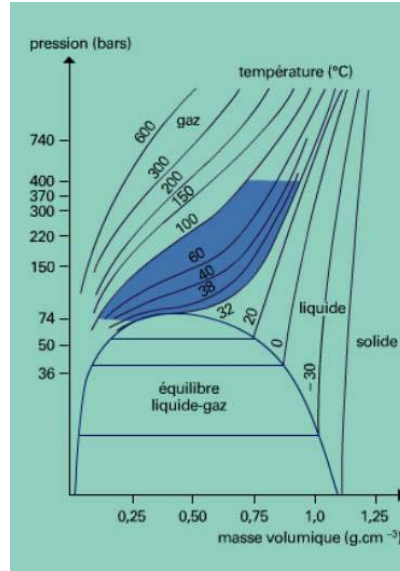


Figure 3.41. Diagramme de phase pression-masse volumique du CO_2 . La zone bleue correspond au domaine supercritique du CO_2 .

Au laboratoire, nous utilisons la machine Bal-TECH CPD030 qui permet d'atteindre le domaine supercritique du CO_2 . Après avoir retiré le masque de nickel, l'échantillon est rincé à l'eau en prenant garde de ne pas le remettre à l'air. Etant donné que l'eau n'est pas miscible au CO_2 liquide, l'eau est remplacée par de l'acétone qui se dilue très bien dans le CO_2 liquide. L'acétone est ensuite remplacé par du CO_2 liquide que l'on chauffe et compresse pour atteindre le régime supercritique. Une fois ces conditions atteintes, le CO_2 est évacué lentement. Lorsque l'opération est finie, l'échantillon est séché et prêt à l'emploi...

Notons, ici, que cette opération de séchage est plutôt délicate: il est très important de remplacer entièrement l'acétone par le CO_2 liquide avant de monter en température et en pression. Ceci nécessite de rincer plusieurs fois l'échantillon. Le séchage supercritique est une opération qui dure en moyenne 5 heures.

4.4.2. CPs 2D

Dans le cas des CPs 2D, outre le retrait du masque diélectrique réalisé en RIE fluorée, l'ultime étape consiste à sous-graver ou oxyder sélectivement la couche se trouvant sous l' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ afin d'obtenir une structuration verticale de l'échantillon de type guide à fort contraste d'indice.

4.4.2.1 Sous gravure sélective

Le premier type d'échantillon que nous nous sommes proposés de fabriquer est le CP 2D sur membrane suspendue dans l'air. L'idée, ici, est de supprimer chimiquement une couche dite

sacrificielle sous la couche d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, après gravure du semiconducteur. Le principe est rappelé sur la Figure 3.42.

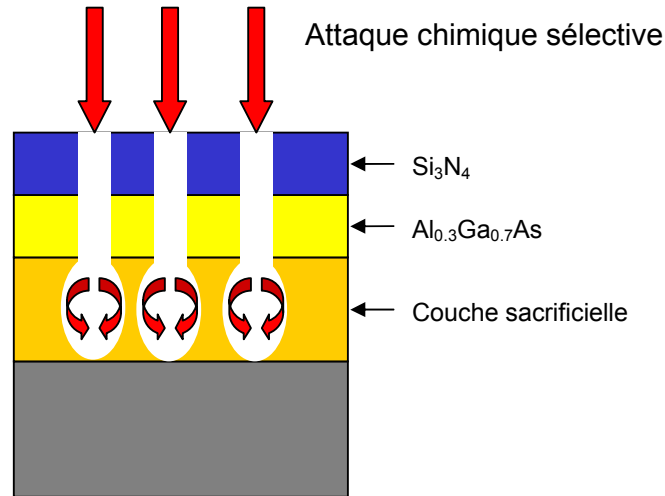


Figure 3.42. Principe de la sous-gravure sélective

Après la gravure, l'échantillon est baigné dans une solution d'attaque. En pénétrant dans les trous, la solution est en contact avec la couche sacrificielle ce qui permet sa suppression.

- couche sacrificielle en GaAs:

Les premières études ont été réalisées en utilisant une couche sacrificielle de GaAs. La solution d'attaque chimique utilisée est un mélange d'acide citrique et d'eau oxygénée. La sélectivité de l'attaque du GaAs par rapport à l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ dépend du rapport des concentrations d'acide citrique et de H_2O_2 . Les vitesses d'attaque (v) et les sélectivités (S) en fonction de ce rapport mesurées au laboratoire sont reportées dans le tableau ci-dessous.

Acide citrique: H_2O_2	$V\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (nm/min)	$V\text{GaAs}$ (nm/min)	S
3:1	7	268.3	38
4:1	2	350	175
5:1	17	316	19

Le maximum de sélectivité ($S=175$) est obtenu lorsque le rapport des concentrations d'acide citrique et de H_2O_2 (solution à 30%) est de 4. Etant donné que l'épaisseur de couche sacrificielle est de l'ordre de $1\mu\text{m}$, l'échantillon est baigné dans cette solution 3 minutes. Après ce bain, nous utilisons la méthode du séchage supercritique (voir 4.4.1) afin d'empêcher la membrane de s'effondrer à cause des tensions superficielles. Des photographies MEB d'échantillons ainsi obtenus sont représentées sur la Figure 3.43.

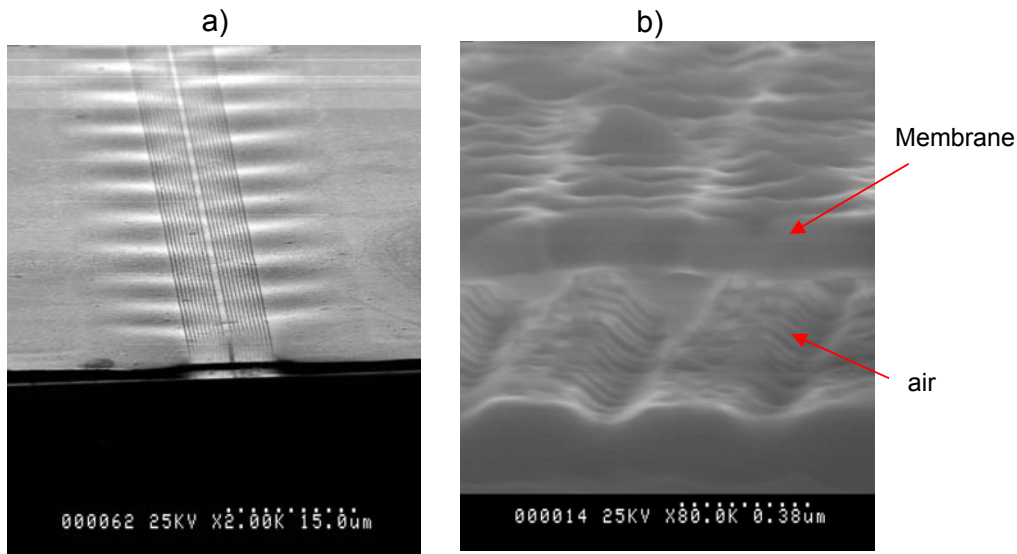


Figure 3.43. Photographie MEB d'un guide W1 sur membrane suspendue dans l'air obtenue avec l'attaque chimique acide citrique + H_2O_2 . a) vue de dessus. b) vue prise dans la tranche.

On peut voir que l'on obtient bien une membrane suspendue. Cependant, cette membrane n'est pas plane (Figure 3.43.a). Si l'on regarde de plus près, on peut s'apercevoir que la couche d' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ est attaquée d'une façon non négligeable par la solution (Figure 3.43.b). La sous-gravure n'est pas assez sélective, la membrane d' $AlGaAs$ est plus fine que prévue.



Figure 3.44. Photographie d'une maquette de l'atelier de Gaudi

Petite anecdote: en visitant un musée à Barcelone (maison "*la Pedrera*") sur l'architecte catalan Gaudi, j'ai pu voir que la forme de la membrane obtenue était très similaire à une réalisation de l'architecte. On peut voir sur la Figure 3.44 une photographie d'une maquette de l'atelier de Gaudi.

Ce qu'il y a de remarquable dans cette construction, c'est la façon dont le toit de l'édifice a été conçu: la hauteur du toit est modulée périodiquement dans la longueur de l'atelier. De plus, les deux côtés de la maison sont "en opposition de phase": lorsque que le toit est bas d'un côté, il est haut de l'autre. Cette forme particulière, selon Gaudi, permet d'obtenir le toit le plus robuste avec le minimum de matériau. On peut remarquer que cette forme est en tout point similaire à la membrane obtenue (Figure 3.43.a). Ceci signifie que, à l'équilibre, les structures se mettent spontanément dans la forme du toit de Gaudi pour certainement former le système le plus stable mécaniquement. Du point de vue de notre technologie, la forme "atelier de Gaudi" de notre membrane témoigne d'une sélectivité insuffisante ou disons que la membrane d'AlGaAs ondule de manière à minimiser son énergie de surface.

- Couche sacrificielle en $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$

Afin de résoudre le problème de sélectivité, nous avons décidé de remplacer la couche sacrificielle de GaAs par une couche d' $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$. Cette fois-ci, l'attaque chimique est réalisée dans une solution d'acide fluorhydrique (HF) diluée dans l'eau à 5%. De cette manière, la sélectivité de l'attaque chimique de la couche sacrificielle par rapport à la couche d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ est bien supérieure à 1000. Les problèmes rencontrés ici sont de deux types différents: Il s'agit de problèmes liés à la rapidité de l'attaque chimique et à la taille de la membrane à suspendre.

Lors de l'attaque chimique du HF sur l' $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ au travers des trous, la réaction doit se produire assez lentement pour laisser le temps d'évacuer les gaz qui en résultent. On peut observer sur la Figure 3.45, des exemples de membranes qui ont explosées dû à cause de ce problème.

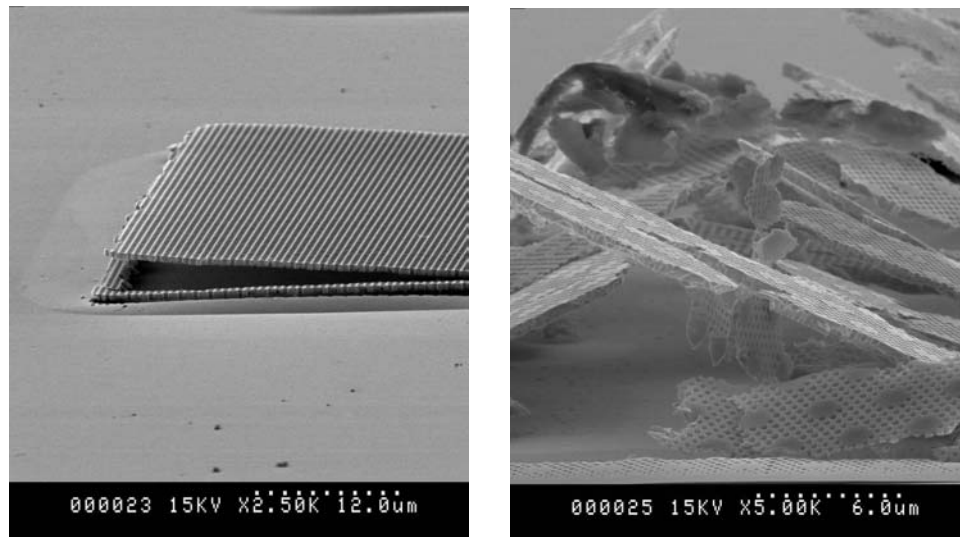


Figure 3.45. Photographies MEB de membranes à CPs 2D explosées

Pour contrôler un peu mieux la cinétique de la réaction, une solution consiste à refroidir la solution d'attaque à 5°C. Toute attaque chimique doit être suivie d'un séchage super critique de l'échantillon pour ne plus avoir une membrane collée au substrat.

Quant aux problèmes de la taille de la surface à suspendre, ils dépendent de la contrainte de la couche d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Lors de la croissance de l'échantillon, la couche d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ est épitaxiée sur une couche d' $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$. Ceci ne se passe pas à l'accord de maille, ce qui a pour conséquence l'apparition de contraintes. Lors de la sous-gravure de la couche sacrificielle, cette contrainte est relâchée ce qui peut se traduire par la destruction de la membrane. Pour être sûr d'obtenir une membrane parfaitement plane, la surface doit être au maximum de $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$. On peut voir sur la Figure 3.46.a une photographie MEB prise par la tranche d'une membrane obtenue après le séchage supercritique. La Figure 3.46.b représente une cartographie de la surface réalisée grâce à un interféromètre à lumière blanche.

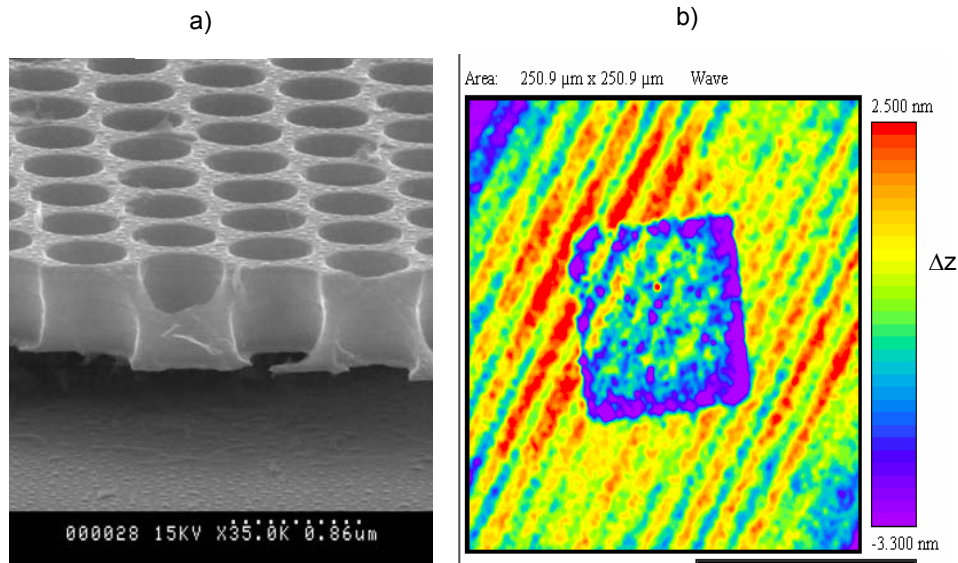


Figure 3.46. a) Photographie MEB d'un CP 2D sur membrane obtenue après séchage supercritique. b) Cartographie de la surface réalisée avec un interféromètre à lumière blanche

On peut constater que la membrane obtenue est très plane puisque la différence d'altitude maximum mesurée est de l'ordre de 5nm.

4.4.2.2 Oxydation

Afin d'obtenir la structuration verticale des structures de type guides à fort contraste d'indice que nous allons étudier, la deuxième méthode que nous avons choisie consiste à oxyder la couche sacrificielle pour obtenir de l' AlOx (indice de réfraction de l'ordre de 1.6). Dans ce cas, la couche sacrificielle est une couche d' $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$. Pour obtenir de l' AlOx de bonne qualité, celui-ci est obtenu par oxydation humide [Delllesasse90]. Notons que l' $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ s'oxyde aussi à l'air ambiant mais que l' AlOx obtenu n'est pas compact: il se transforme en poussière. L'échantillon est placé dans un four à la

température de 400°C. La montée en température se fait dans de l'azote sec (sans H_2O) afin d'empêcher l'oxydation. On coupe ensuite l'azote pour le remplacer par de la vapeur d'eau. L'oxydation démarre et est suivie grâce à une loupe binoculaire montée au-dessus de l'échantillon. Le schéma du système d'oxydation est représenté sur la Figure 3.47.

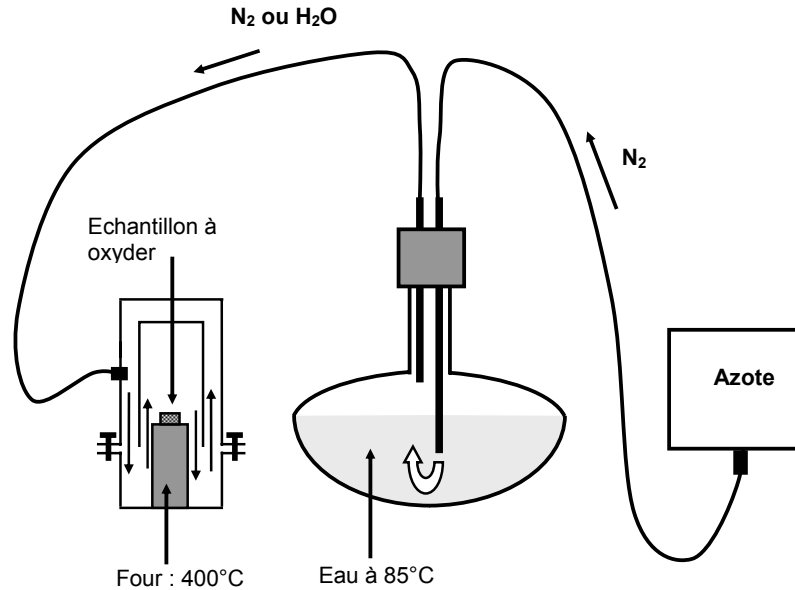


Figure 3.47. Schéma du système d'oxydation humide

Dans le cas des CPs 2D, l'oxydation de la couche sacrificielle peut se faire latéralement et au travers des trous. Pour faciliter l'oxydation, nous avons choisi de placer les structures sur des mésas comme cela est représenté sur la Figure 3.48.

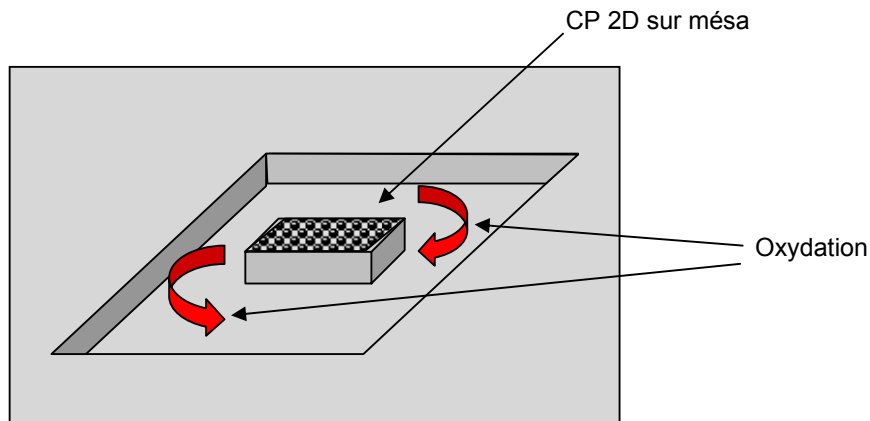


Figure 3.48. Représentation schématique des échantillons fabriqués. Les CPs 2D sont sur des mésas.

L'étape d'oxydation est une étape délicate qui dure, en général, 15 minutes. Lorsque tout ne se passe pas bien (échantillon laissé à l'air trop longtemps, présence d'eau lors de la montée en température

par exemple), l'AlOx obtenu est de mauvaise qualité et on peut obtenir le genre de structures présentées sur la Figure 3.49.

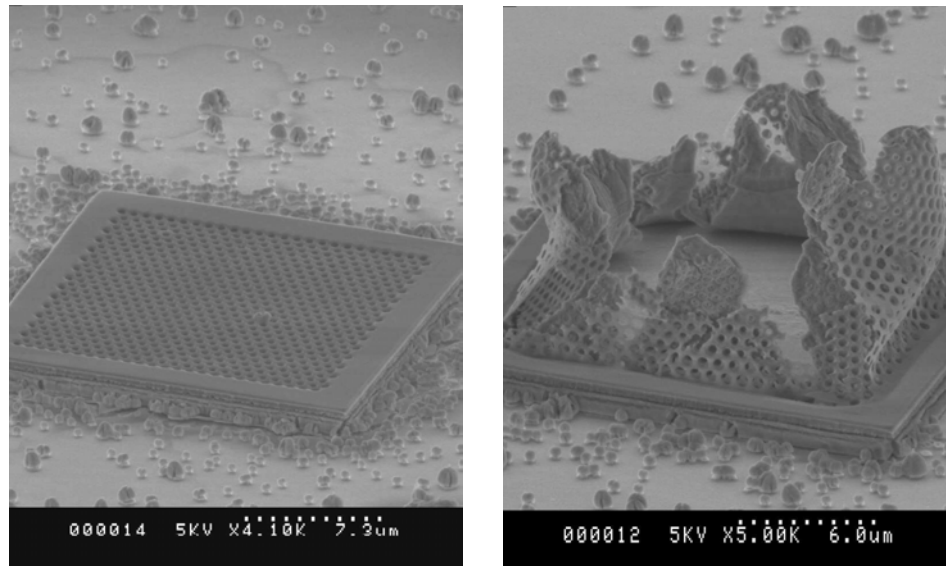


Figure 3.49. Photographies MEB de CP 2D sur AlOx dans le cas où l'étape d'oxydation est ratée.

Dans ces structures, l'AlOx a gonflé et commence à devenir de la poussière. On peut voir sur la figure de droite que la structure peut être complètement détruite.

La Figure 3.50. est une photographie MEB d'un échantillon où l'étape d'oxydation a été parfaitement contrôlée.

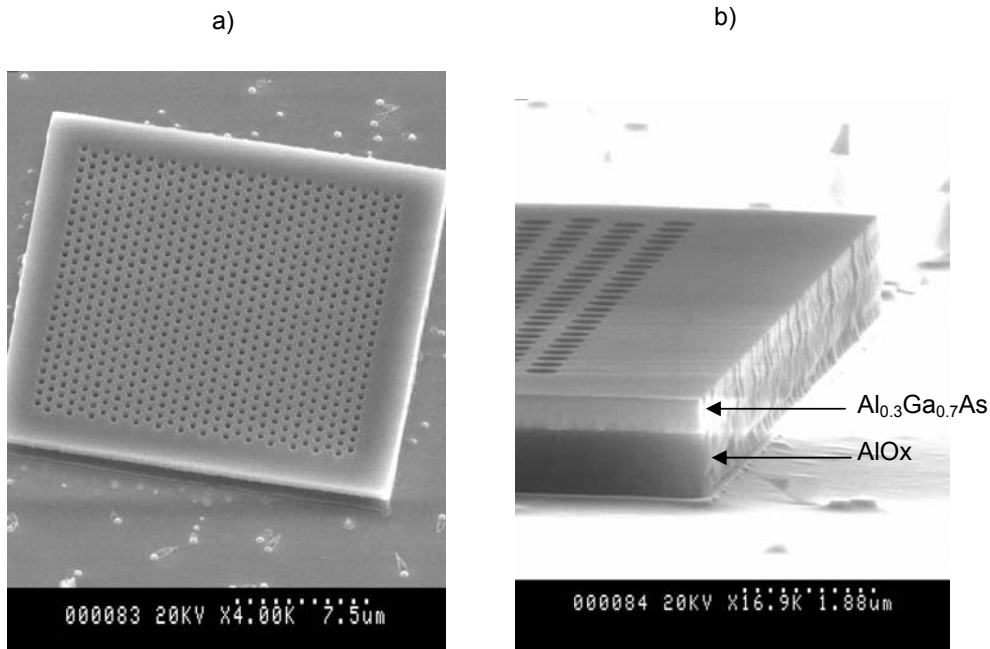


Figure 3.50. Photographies MEB d'un CP 2D où l'étape d'oxydation a fonctionné. a) vue de dessus. b) vue de côté.

Dans ces structures, l'AlOx est compact et semble de très bonne qualité.

4.5. Conclusion sur la fabrication des échantillons

Nous avons passé en revue au cours de ce paragraphe les techniques de fabrication des échantillons que nous avons contribuées à développer au LPN. Nous avons pu ainsi fabriquer avec succès les CPs 1D et 2D semblant correspondre avec les structures optimisées en simulation. Nous avons réussi à obtenir des CPs 1D gravés profondément dans un guide du type $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$. Des tranchées aussi fines que 90nm et aussi profondes que $3\mu\text{m}$ ont été transférées dans le semiconducteur. Dans le cas des CPs 2D, des procédés de technologie ont été développés pour fabriquer des réseaux de trous dans des couches d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ dont le rayon peut être entre 100nm et 300nm. L'épaisseur de ces couches peut être au maximum d'un micron. Elles peuvent être ensuite soit suspendues dans l'air pour obtenir une membrane, soit au dessus d'une couche d'oxyde d'aluminium afin d'obtenir une structuration verticale de type guide à fort contraste d'indice.

Notons que ces procédés de technologie sont aujourd'hui stabilisés au laboratoire, c'est-à-dire que ces structures peuvent être obtenues de façon reproductible. Cependant, il est important de remarquer que, compte tenu de la forte sensibilité des équipements aux conditions extérieures, ces procédés peuvent légèrement changer au cours du temps. C'est surtout le cas pour les procédés de RIE chlorée. Notons que dernièrement ces procédés ont été adaptés en se basant sur les travaux de S. Varoutsis au laboratoire. Cette adaptation consiste à utiliser des concentrations de gaz plus importantes ($\text{SiCl}_4=6\text{sccm} - \text{O}_2=0.7\text{sccm}$) afin de mieux les contrôler.

5. Caractérisation optique des échantillons fabriqués

Si l'observation au MEB des échantillons fabriqués nous donne déjà des informations intéressantes sur leur qualité, une caractérisation optique permet de savoir s'ils correspondent aux structures envisagées lors de la simulation.

Deux types de montage ont été réalisés pour mesurer les propriétés optiques linéaires et non linéaires des CPs 1D et 2D:

- Un montage permettant de mesurer la réflectivité des échantillons dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité. Il sera utilisé pour caractériser les CPs 2D.
- Un montage permettant de mesurer la transmission de la lumière guidée. Il sera utilisé pour la caractérisation des guides à CP 1D.

5.1. Caractérisation des CPs 2D [Raineri2004-1]

5.1.1. Description de l'échantillon OR5241-AlOx-2

Le CP 2D que nous allons caractériser ici est un réseau triangulaire de trous d'air percés dans un guide d'onde $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{AlOx}$. L'épaisseur de la couche d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ vaut 480nm et l'épaisseur de la couche d'AlOx 1 μm . La période du réseau est $a=780\text{nm}$. Le rayon des trous mesuré au MEB est de 245nm (facteur de remplissage en air de l'ordre de 44%). On a représenté sur la Figure 3.51 le diagramme de bande de ce CP 2D.

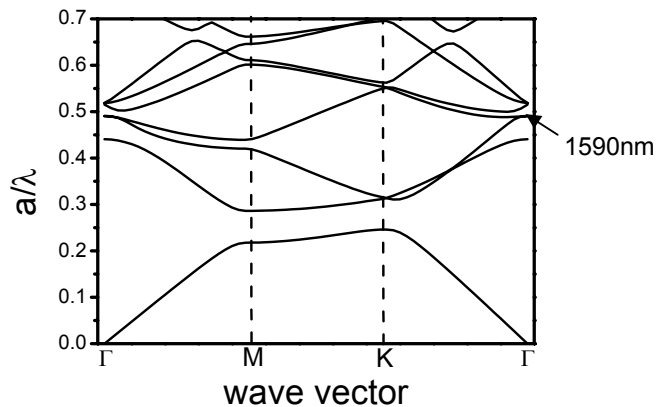


Figure 3.51. Diagramme de bandes du CP 2D réseau triangulaire de trous d'air où $f=44\%$. La longueur d'onde du mode photonique au point Γ indiqué par la flèche est 1590nm lorsque $a=780\text{nm}$.

Les paramètres de la structure ont été fixés de façon à obtenir le mode photonique indiqué par la flèche sur la figure à 1.55 μm . En utilisant les paramètres mesurés au MEB, on trouve ce mode à 1590nm.

5.1.2. Montage expérimental

Le montage expérimental que nous avons mis en place au laboratoire est présenté sur la Figure 3.52.

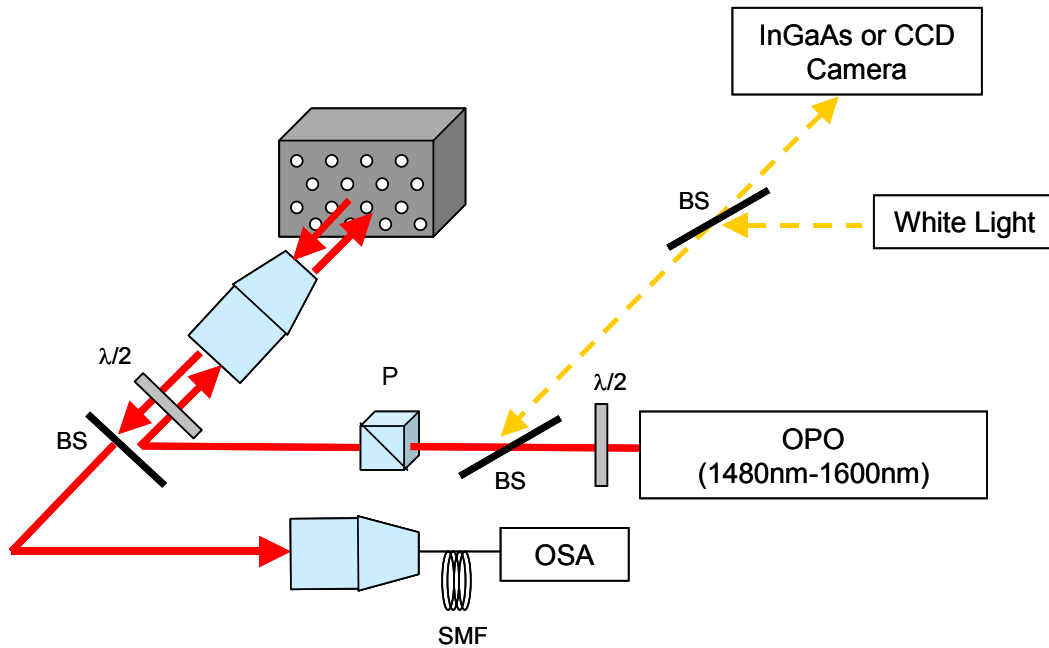


Figure 3.52. Montage expérimental. Les acronymes employés dans la figure sont définis de la manière suivante: BS: lame séparatrice- SMF: Fibre optique monomode - OPO: Oscillateur paramétrique optique - OSA: Analyseur de spectre optique - P: cube polariseur - $\lambda/2$: lame demi onde.

Il s'agit ici de mesurer la réflectivité de l'échantillon, à température ambiante, dans la direction parallèle à l'axe des trous entre 1480nm et 1600nm à l'aide d'impulsions laser femtosecondes. Les caractéristiques de la source laser qui fournit ces impulsions sont regroupées dans l'annexe 1. La durée des impulsions est de l'ordre de 120fs ce qui correspond à une largeur spectrale à mi-hauteur d'environ 20nm et le taux de répétition est de 80MHz. Le faisceau laser est focalisé sur l'échantillon à l'aide d'un objectif de microscope x20 nous permettant d'obtenir des diamètres de faisceau d'environ 10 μ m. L'échantillon est monté sur un micro-positionneur 4 axes qui assure le parfait positionnement de l'échantillon sous le faisceau laser. Remarquons qu'un positionnement précis est nécessaire car la taille de l'échantillon est de 20 μ m x 20 μ m. Ce positionnement est réalisé à l'aide d'un système d'imagerie en lumière blanche composé d'un télescope et d'un objectif de longue distance focale afin d'obtenir le grossissement nécessaire. Les impulsions réfléchies par l'échantillon sont ensuite collectées au travers du même objectif de microscope (incidence normale) puis focalisées dans une fibre optique monomode connectée à un analyseur de spectre optique afin de mesurer leur spectre. Un miroir d'or est collé juste à côté de l'échantillon afin d'obtenir le signal réfléchi de référence nous permettant de calibrer la valeur de la réflectivité de façon absolue. En faisant varier la longueur d'onde centrale des impulsions nous pouvons mesurer le spectre de réflectivité de l'échantillon dans une gamme 150nm autour de 1.55 μ m.

5.1.3 Mesures linéaires

Le spectre de réflectivité ainsi obtenu est représenté en rouge sur la Figure 3.53.

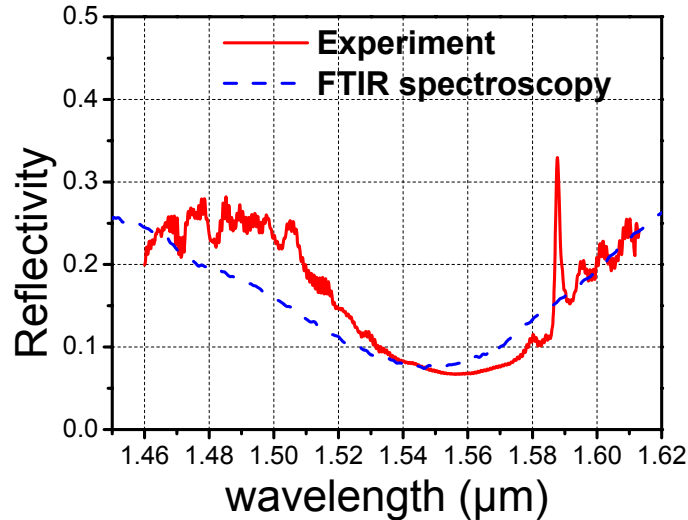


Figure 3.53. Spectre de réflectivité de l'échantillon OR5241-AIOx-2. La ligne rouge est le spectre obtenu avec l'expérience de spectroscopie femtoseconde. La ligne en tirets bleus est le spectre obtenu en spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier (FTIR)

Ce spectre montre clairement une résonance étroite à 1588nm se trouvant sur une oscillation Fabry-Perot. La largeur à mi-hauteur de cette résonance est de 1.6nm. On a aussi reporté sur la figure un spectre de réflectivité mesuré en spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier (FTIR Bruker Equinox IFS55). Ce spectre est obtenu en sélectionnant le CP 2D comme seule zone sur laquelle la lumière est incidente grâce à des couteaux qui cachent le reste de l'échantillon. On peut voir que l'on obtient le même spectre que précédemment mais sans la résonance étroite. Ceci est dû au fait que la surface du CP n'est que de $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$ et que le signal réfléchi mesuré est trop faible pour obtenir une bonne résolution. Cependant, cette mesure nous permet de vérifier la calibration de la réflectivité absolue et de déduire que la réflectivité à la longueur d'onde de la résonance étroite vaut 33%.

Par ailleurs, l'intensité moyenne de la lumière incidente peut être augmentée au-delà de $100\text{kW}/\text{cm}^2$ ($10\text{GW}/\text{cm}^2$ en intensité crête) sans endommager la structure.

La position de la résonance en longueur d'onde est en très bon accord avec le calcul du diagramme de bande présenté à la Figure 3.51: la résonance étroite qui apparaît sur le spectre de réflectivité à 1588nm signifie, en effet, la présence d'un mode photonique au point Γ de la structure de bandes. Ce mode est celui pointé par la flèche sur la Figure 3.51.

Nous avons appliqué le modèle des modes couplés présenté au 2.3.3. de la Partie II. Pour calculer le spectre de réflectivité, nous avons rentré les paramètres de la structure dans le modèle de la façon suivante:

- L'épaisseur des couches est connue par le suivi in situ de la croissance MOCVD (l'épaisseur d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ est de 480nm et l'épaisseur d' AlOx de 1 μm).
- L'indice de réfraction de l' AlOx est 1.6. La valeur de l'indice de réfraction de la couche d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ percée de trous est fixée de manière à ajuster l'oscillation Fabry-Perot obtenue avec le modèle avec celle de l'expérience. Ici, on a $n_{\text{AlGaAs}}=3.16$.
- Les facteurs de qualités Q_c et Q_0 sont fixés pour obtenir le meilleur ajustement avec l'expérience de la manière suivante: $Q_c=10000$ et $Q_0=4000$.

Les résultats obtenus avec le modèle sont reportés avec les mesures sur la Figure 3.54.

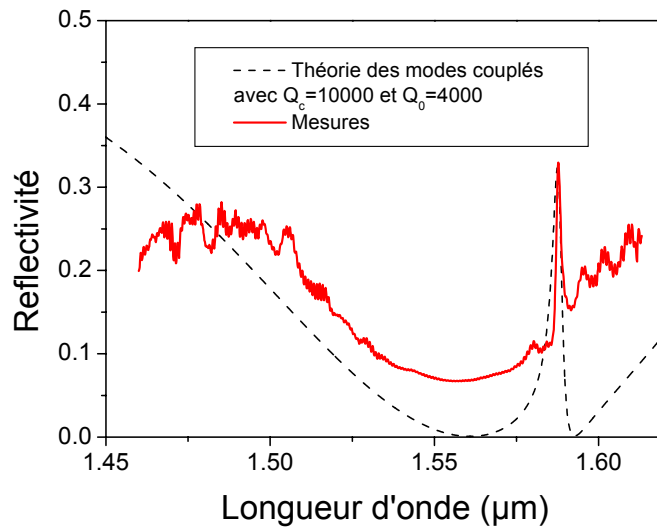


Figure 3.54. Spectres de réflectivité obtenues expérimentalement (en rouge) et avec le modèle des modes couplés (en tirets noirs).

On peut voir que le modèle permet d'obtenir des résultats assez similaires à ceux obtenus expérimentalement. On obtient une résonance étroite se trouvant sur une oscillation Fabry Perot. La largeur à mi-hauteur et le maximum de réflectivité obtenus correspondent aux valeurs trouvées expérimentalement. Grâce au modèle, nous pouvons remonter aux paramètres Q_c et Q_0 et comprendre mieux ce qui se passe dans ces résonateurs. Ceci nous permet, par exemple, de déduire les paramètres à améliorer s'il on veut obtenir une plus grande densité de modes optiques dans le résonateur.

5.1.4. Mesures de génération de SH

Une expérience de génération de SH a aussi été réalisée avec cet échantillon. Le montage expérimental utilisé est identique à celui montré sur la Figure 3.52 excepté le fait que l'on détecte aussi le SH généré dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité. La longueur d'onde centrale des impulsions sortant de l'OPO est fixée à 1588nm (longueur d'onde de la résonance) afin d'obtenir le maximum d'intensité de champ électromagnétique dans le résonateur.

On a représenté sur la Figure 3.55, le spectre du SH généré de cette façon.

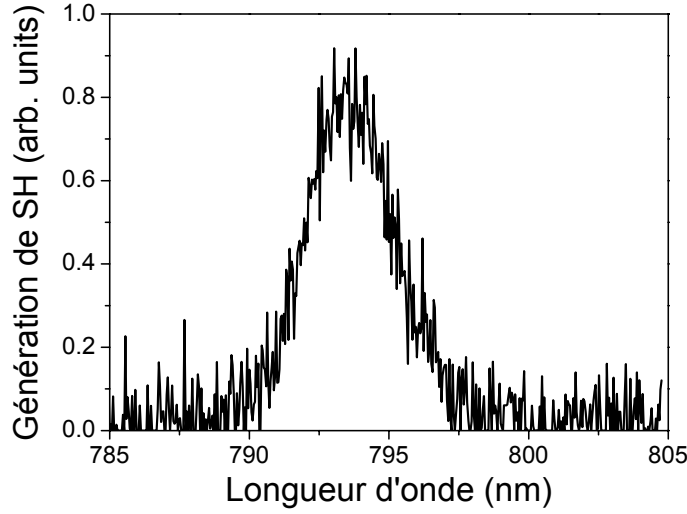


Figure 3.55. Spectre du SH généré.

On obtient un pic de SH généré centré autour de 794nm ce qui correspond bien à la longueur d'onde moitié du F incident. La largeur à mi-hauteur de ce pic est de 3.7nm. La puissance moyenne du champ F incident arrivant sur l'échantillon vaut $P_F=2.5\text{mW}$ et la puissance crête 250W. On mesure comme puissance de SH généré $P_{SH}=5\text{nW}$. Le rendement de conversion est alors $\eta=2.10^{-6}$.

Remarquons que l'on détecte le SH alors que le champ F se propage dans la direction [001], ceci donnant usuellement une polarisation non linéaire d'ordre 2 nulle. Ceci est dû au fait que le champ F se couple au mode photonique se propageant dans le plan du CP 2D. De cette manière, une polarisation non linéaire d'ordre 2 apparaît et donne naissance à la génération de SH.

Afin de savoir si l'on se trouve dans des conditions où l'accord de phase est satisfait, comparons l'efficacité de conversion mesurée avec l'efficacité de conversion que l'on obtient au bout d'une longueur de cohérence dans l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Si l'accord de phase est réalisé, l'efficacité de conversion obtenue doit être bien plus importante que celle calculée après une longueur de cohérence. Rappelons la formule de l'efficacité de conversion obtenue après une longueur de cohérence:

$$\eta = \frac{2\pi^2}{\epsilon_0 c \lambda^2} \frac{1}{n_\omega^2 n_{2\omega}} \frac{(\chi_{\text{eff}}^{(2)})^2}{4} I_F L_c^2 \quad (3.42)$$

On a ici $I_F=0.4\text{GW/cm}^2$, $\chi_{\text{eff}}^{(2)}=120\text{pm/V}$ et $L_c=1.6\mu\text{m}$ ce qui nous donne pour l'efficacité de conversion $\eta=3.7.10^{-6}$. Cette valeur est comparable à la valeur trouvée expérimentalement. La condition d'accord de phase n'est pas satisfaite.

Remarque: d'autres études ont montré que la condition d'accord de phase peut être obtenue avec les CPs 2D sans défaut en jouant sur l'angle d'incidence du F. Ceci a été démontré dans des CPs 2D en GaAs [Malvezzi2003] [Mondia2003] et en GaN [Vecchi2004].

5.2. Caractérisation des CPs 1D

5.2.1 Description de l'échantillon OR5136-R-2

Les structures étudiées ici sont des CPs 1D gravés profondément dans des guides rubans dont le cœur est une couche d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ de $2\mu\text{m}$ et le substrat une couche d' $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ de $1\mu\text{m}$, la différence d'indice entre ces deux matériaux ($\Delta n=0.1$) assurant le guidage de la lumière dans le cœur du guide. La taille latérale des guides rubans est de $3\mu\text{m}$. Le réseau 1D est gravé sur une profondeur de $3\mu\text{m}$. Sa période vaut $a=240\text{nm}$ et l'épaisseur des tranchées d'air est de 90nm . Il s'agit des structures étudiées au 3.1.2.2.

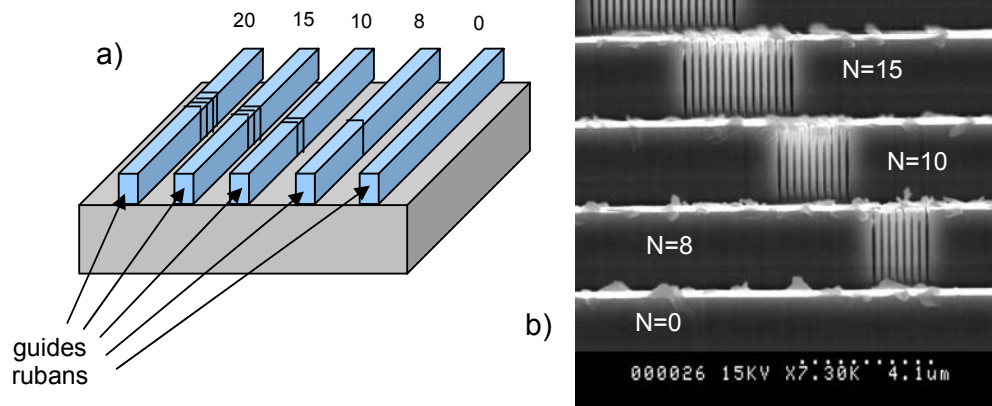


Figure 3.56. a) Représentation schématique de l'échantillon étudié. b) Photographie MEB de l'échantillon fabriqué.

Plusieurs guides sont fabriqués lors du même enchaînement technologique en faisant varier le nombre de tranchées d'air N gravées. N vaut soit 0 (guide de référence sans CP 1D), 8, 10, 15 ou 20. Ceci permet d'étudier la transmission et la génération de SH en fonction de N .

La Figure 3.56.a représente schématiquement l'échantillon. Une photographie MEB de ces structures est donnée sur la Figure 3.56.b.

L'échantillon préalablement aminci (épaisseur $200\mu\text{m}$) est clivé en face arrière afin d'obtenir des guides rubans d'une longueur d'environ $1\mu\text{m}$ avec des faces d'entrée et de sortie parfaitement lisses (voir Figure 3.57).

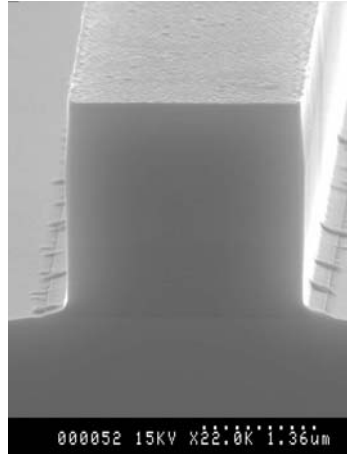


Figure 3.57. Photographie MEB de la face clivée des guides rubans

5.2.2. Montage expérimental

L'échantillon est ensuite placé dans le montage expérimental dont une représentation schématique est donnée sur la Figure 3.58.

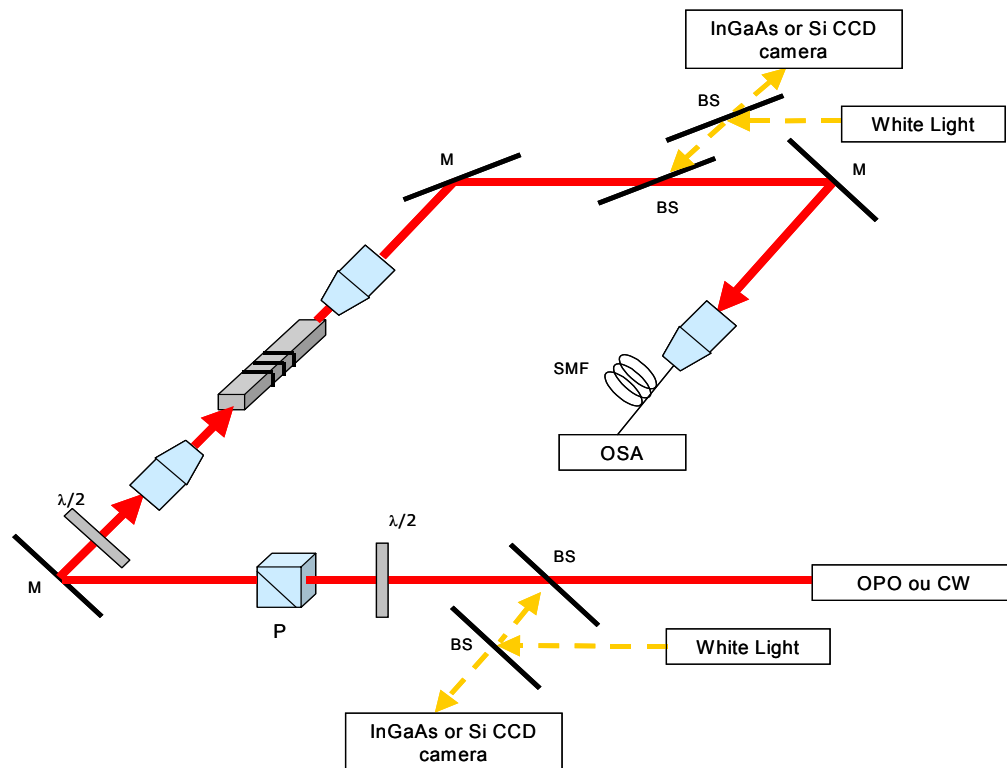


Figure 3.58. Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour la caractérisation des guides à CPs 1D. Les acronymes employés dans la figure sont définis de la manière suivante: BS: lame séparatrice – M: miroir - SMF: Fibre optique monomode - OPO: Oscillateur paramétrique optique – CW: source continue accordable - OSA: Analyseur de spectre optique - P: cube polariseur - $\lambda/2$: lame demi onde.

Il s'agit ici de mesurer la transmission des guides rubans à l'aide de 2 sources lasers. On utilise soit un OPO pouvant fournir des impulsions d'une durée de 120fs dont la longueur d'onde peut être accordée entre 1480nm et 1610nm soit une source laser continue accordable entre 1470nm et 1620nm. L'OPO permet d'atteindre de grandes puissances crêtes du champ électrique nécessaires pour générer du SH efficacement. La source continue, quant à elle, est très pratique pour caractériser linéairement la transmission compte tenu de sa grande stabilité en fonction des conditions environnementales telles que la température et l'humidité du laboratoire (ce n'est pas le cas pour l'OPO). Le laser utilisé est focalisé sur la face d'entrée du guide à l'aide d'un objectif de microscope x20. L'échantillon est monté sur un nanositionneur 6 axes permettant d'assurer un positionnement de l'échantillon adéquat au couplage de la lumière dans le guide. Le signal transmis à travers le guide est collecté grâce à un deuxième objectif de microscope situé derrière la face de sortie. Ce signal est ensuite analysé grâce à un analyseur de spectre optique lorsque la source laser utilisée est l'OPO, ou avec une photodiode reliée à un oscilloscope lorsqu'on utilise la source continue.

Pour être sûr de récolter uniquement la lumière guidée et d'analyser ses propriétés, on utilise le procédé suivant: la face de sortie de l'échantillon est imagée en lumière blanche avec la caméra CCD InGaAs. Lorsque un laser est incident sur la face d'entrée de l'échantillon et se couple dans un guide ruban, on observe de la lumière qui sort du guide comme sur la Figure 3.59. De plus, Le système de détection que nous utilisons (objectif de microscope + fibre monomode) sélectionne spatialement la lumière que nous analysons. En connectant à la place de l'OSA, une diode laser à 1.55 μ m au bout de la fibre de collection, nous pouvons imager la zone de l'échantillon d'où provient la lumière analysée. Il s'agit du spot de laser de détection que l'on observe sur la Figure 3.59.

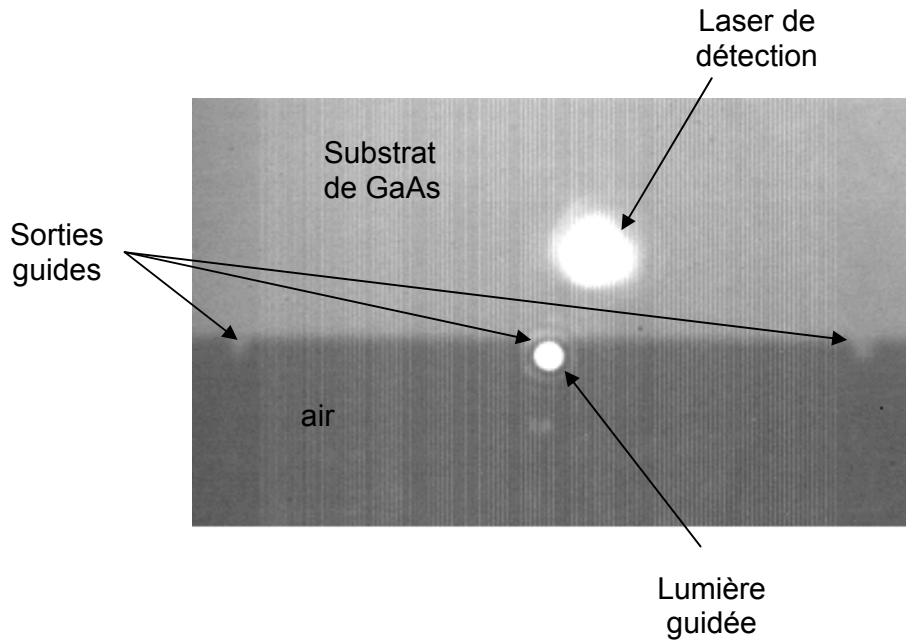


Figure 3.59. Image de la face de sortie de l'échantillon prise avec la camera CCD InGaAs.

Afin de détecter la lumière qui sort du guide, le système de détection est déplacé de façon à superposer le spot du laser de détection avec elle. De cette façon nous sommes sûrs que la lumière analysée provient uniquement des guides

5.2.3. Mesures préliminaires et conclusions

Nous présentons ici des mesures très préliminaires de la transmission de cet échantillon. La transmission des guides est mesurée en utilisant la source continue en balayant la longueur d'onde entre 1480nm et 1600nm par pas de 1nm. Le signal est détecté en connectant la fibre de collection à une photodiode InGaAs reliée à un oscilloscope numérique. On a tracé sur la Figure 3.60 le spectre de transmission mesuré de cette manière des guides rubans pour $N=0$, 8, 15 et 20.

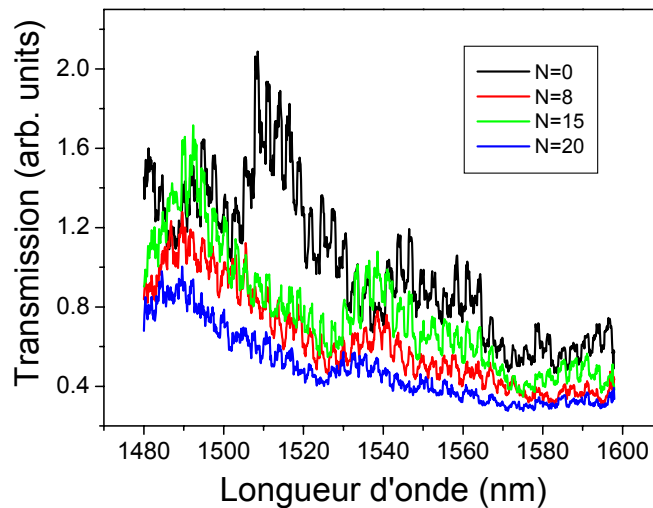


Figure 3.60. Spectres de transmission des guides rubans pour $N=0$, 8, 15 et 20.

Dans tous les spectres mesurés, on peut remarquer la présence d'une oscillation Fabry-Pérot dont l'intervalle spectral libre vaut environ 1nm qui vient de la réflexion du champ aux faces d'entrée et de sortie du guide. La remarque que l'on peut faire sur ces spectres est qu'ils ne correspondent pas à ce à quoi on s'attendait. En particulier, dans le cas du guide sans structure 1D, la transmission diminue pour les grandes longueurs d'onde. Dans le cas des guides à CPs 1D, il semble que 2 pics de transmission sont présents dans ces spectres, un à 1490nm et l'autre à 1540nm. Aucun gap photonique n'est observé.

Il convient de spécifier ici qu'il s'agit des premières mesures réalisées sur ces objets et que leurs buts est d'illustrer le fait que le montage expérimental réalisé permet de quantifier la transmission de guides optique. Cependant, ces mesures nous permettent de soulever un certain nombre de questions. On peut se demander quelle est l'influence de la multimodalité transverse des guides rubans sur la transmission de la lumière. Le couplage de la lumière ne se fait certainement pas que

dans un seul mode, et on peut alors imaginer que le spectre de transmission sera une superposition de la transmission de la lumière dans chaque mode. Le deuxième type de question que l'on peut se poser concerne la qualité des échantillons fabriqués. Une interrogation subsiste au sujet de la profondeur de gravure des structures 1D à savoir, si la profondeur des tranchées d'air est identique sur le bord et au milieu des guides. Des travaux sont actuellement en cours sur ces sujets au laboratoire afin de répondre à ces questions.

6. Conclusion

Une méthode numérique a été développée afin de calculer la génération de seconde harmonique dans les cristaux photoniques bidimensionnels de taille finie. Il s'agit d'utiliser la méthode des différences finies afin de calculer directement à partir des équations de Maxwell la propagation du champ électromagnétique en tenant compte du terme de polarisation non linéaire du second ordre à l'origine du second harmonique. Ces calculs numériques nous permettent de calculer en particulier l'efficacité de conversion de SH et d'étudier l'influence des différents paramètres de la structure sur celle-ci.

En particulier, des études ont été menées sur des guides d'onde rubans dans lesquels un CP 1D a été gravé. Ces guides semblent prometteurs pour la réalisation de doubleurs de fréquence ultra-courts opérant à $1.55\mu\text{m}$. En utilisant cette géométrie, les avantages de l'optique guidée se couplent aux propriétés dispersives des CPs 1D qui permettent d'obtenir l'accord de phase et de ralentir la lumière à la fréquence F . Cependant, cette géométrie présente un inconvénient majeur: les pertes par diffraction. Grâce aux études numériques réalisées et à des études analytiques basées sur la théorie des modes couplés, nous avons démontré que ces pertes sont très pénalisantes pour la génération de SH mais qu'il est possible de les réduire en utilisant des guides d'onde à faible contraste d'indice de type $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (cœur) sur $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ (substrat). Nous proposons ici une structure 1D aussi courte $5\mu\text{m}$ capable de convertir 5% de l'intensité de l'onde F en onde SH. La condition est de graver le réseau 1D sur $3\mu\text{m}$. Le deuxième type de structures étudiées sont les CPs 2D de type réseaux triangulaire de trous. Nous avons démontré que l'accord de phase peut être obtenu dans les guides W1 (1 rangée de trous supprimée) et dans les structures sans défaut.

Ces calculs nous ont permis de fixer les paramètres des structures à fabriquer. Durant ce travail de thèse, différents types de procédés technologiques ont été développés. Leur principe de fabrication repose principalement sur 3 étapes: la définition des masques de gravures par lithographie électronique, la gravure ionique réactive du semiconducteur et ce que l'on a appelé la finalisation des échantillons (oxydation, sous-gravure). Nous avons vu que des échantillons semblant correspondre aux critères fixés ont été fabriqués avec succès.

Enfin, des montages expérimentaux ont été mis en place pour caractériser les échantillons fabriqués. Des mesures préliminaires sur nos CPs 2D sans défaut montrent l'assez bonne qualité de la fabrication. Cependant, cet échantillon ne remplit pas les conditions pour obtenir l'accord de phase et donc une exaltation de l'efficacité de conversion de SH. D'autres mesures ont aussi été réalisées sur les guides d'onde à CPS 1D. Des travaux sont en cours afin de comprendre ces résultats.

Nous avons vu, jusqu'à présent, que les CPs permettent d'exalter les interactions non linéaires comme par exemple, celles du second ordre. Dans la partie suivante, nous allons nous intéresser aux fonctionnalités nouvelles que les non linéarités du troisième ordre, peuvent apporter au CPs.

Partie IV: Exploitation des non linéarités du troisième ordre des semiconducteurs III-V dans les cristaux photoniques bidimensionnels

Plan de la Partie IV

1.Introduction.....	162
2. Observation de l'effet laser dans les CPs 2D.....	163
2.1. Laser "band-edge" dans les CPs 2D gravés dans des guides à fort contraste d'indice.....	164
2.1.1. Description de l'échantillon EP 791n9bg.....	165
2.1.2. Montage expérimental.....	167
2.1.3. Observation de l'effet laser par la surface.....	168
2.1.4. Conclusion.....	170
2.2. Laser "band-edge" dans les CPs 2D gravés dans des guides à faible contraste d'indice.....	170
2.2.1. Description de l'échantillon.....	171
2.2.2. Montage expérimental.....	173
2.2.3. Observation de l'effet laser à température ambiante par la surface et par la tranche.....	174
2.2.4. Conclusion.....	176
2.3. Pompage résonant optiquement.....	176
2.3.1. Description de l'échantillon et montage expérimental.....	177
2.3.2. Mesure de la réflectivité.....	178
2.3.3. Mesure de l'effet laser.....	179
2.3.4. Comparaison avec le pompage simple passage.....	182
2.4. Conclusion.....	183
3. Accordabilité en longueur d'onde des CPs 2D.....	185
3.1. Motivations.....	185
3.2. Démonstration expérimentale dans les CPs 2D en InP.....	186
3.2.1. Description de l'échantillon: EP1101 n2c.....	187
3.2.2. Montage expérimental.....	188
3.2.3. Mesures.....	188
3.2.3.1. Réflectivité linéaire.....	188
3.2.3.2. Réflectivité non linéaire.....	189
3.2.4. Conclusion.....	191
3.3. Dynamique de l'effet non linéaire et application à la commutation ultra-rapide.....	192
3.3.1. Etude de la dynamique.....	192
3.3.2. Application à la commutation ultra-rapide.....	194
3.3.3. Conclusion.....	196
3.4. Démonstration dans les CPs 2D en AlGaAs.....	197
3.4.1. Description de l'échantillon.....	197
3.4.2. Description de l'expérience et mesure du déplacement spectral.....	198
3.4.3. Dynamique de l'effet et application à la commutation ultra-rapide.....	200

3.4.4. Conclusion.....	202
3.5. Conclusion et comparaison avec d'autres études.....	202
4. Amplification dans les CPs 2D.....	203
4.1. Description de l'échantillon et du montage expérimental.....	204
4.2. Mesure de l'amplification.....	205
4.3. Conclusion.....	207
5. Conclusion.....	209

1. Introduction

La fabrication de circuits intégrés pour le traitement de données tout optique est un des grands défis de notre époque. De nombreux travaux, autant théoriques que technologiques ou expérimentaux, sont aujourd'hui réalisés dans ce but. Ces recherches visent à concevoir des objets de taille micrométrique offrant la possibilité de réaliser les fonctionnalités suivantes:

- le transport de l'information optique
- des sources lasers adaptées à ces circuits doivent être fabriquées
- des fonctions actives comme la commutation et l'amplification doivent être disponibles pour traiter l'information

Parmi les voies envisagées, les cristaux photoniques bidimensionnels en semiconducteur sont souvent cités. Ces objets présentent un bon nombre d'avantages car ils offrent un moyen efficace de contrôler la propagation de la lumière. En utilisant les matériaux semiconducteurs, on peut alors tirer avantage de l'expérience technologique acquise de la microélectronique mais aussi du contrôle de leurs propriétés non linéaires (voir Partie I) pour réaliser des fonctions actives.

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux CPs 2D en semiconducteur III-V. Les importantes non linéarités du troisième ordre de ces matériaux sont ici exploitées pour réaliser des sources lasers, des filtres accordables spectralement pouvant servir d'interrupteur optique et des amplificateurs.

Les résultats expérimentaux présentés dans cette partie ont été obtenus au LPN. Les structures étudiées sont soit issues de collaborations avec le LEOM à Lyon, ou OPTO+ (structures InP) soit ont été fabriquées au laboratoire en utilisant les procédés de technologies décrits au paragraphe 5 de la Partie III.

2. Observation de l'effet laser dans les CPs 2D

L'utilisation des structures périodiques pour contrôler l'émission de la lumière dans les matériaux, et plus particulièrement pour fabriquer des sources laser, n'est pas une idée nouvelle. Beaucoup d'études ont, en effet, été réalisées afin de diminuer les seuils laser et d'augmenter les efficacités d'émission.

Parmi ces études, on peut citer par exemple:

- l'utilisation des CPs 1D ou 2D comme miroirs d'extrémité dans les lasers à semiconducteur avec émission par la tranche. Dans ce cas, les CPs 1D ou 2D sont définis par gravure aux extrémités d'un guide ruban en semiconducteur contenant comme matériau actif des puits ou des boîtes quantiques. Ceci conduit à la réduction des pertes optiques aux facettes (coefficient de réflexion supérieur à 0.9) et permet par conséquent de réaliser des lasers beaucoup plus courts [Rennon2001].
- Les lasers DFB (Distributed FeedBack): la corrugation périodique des bords d'un guide ruban en semiconducteur contenant un matériau actif permet d'exploiter le phénomène de rétroaction optique afin d'obtenir l'effet laser.
- Les microcavités: Comme nous avons pu le voir dans la Partie II, lorsque l'on crée un défaut dans la périodicité d'un CP, de nouvelles bandes photoniques apparaissent à des fréquences comprises dans la bande interdite. Ces défauts permettent de piéger la lumière et de réaliser des cavités optiques de très bonne qualité. Les lasers à cavité verticale reposent sur ce principe (VCSEL) [Iga1988]. Il s'agit d'un CP 1D ayant une couche d'épaisseur différente (en général multiple de $\lambda/2n$) contenant des puits ou des boîtes quantiques.

Nous allons nous intéresser ici plus particulièrement aux lasers à CPs 2D en semiconducteur. L'un des grands avantages de l'utilisation des CPs 2D est la possibilité d'intégrer directement une ou plusieurs sources laser avec des structures miniatures d'optique guidée comme des filtres ou des virages serrés, le tout étant réalisable en une seule campagne de technologie. Jusqu'ici, deux types de lasers basés sur les CPs 2D ont été réalisés expérimentalement (Figure 4.1.):

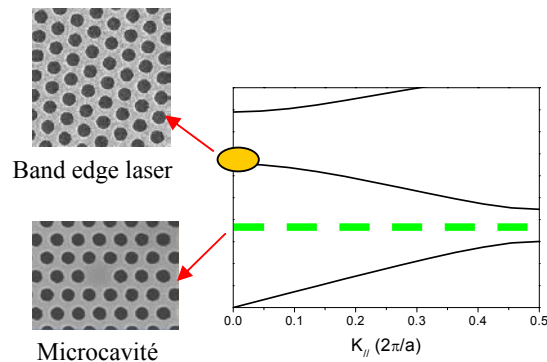


Figure 4.1. Les différents types de lasers à base de CPs 2D

- les lasers basés sur la réalisation d'une microcavité en créant un défaut dans la périodicité du CP [Painter1999] [Monat2001] [Loncar2002]
- les lasers de bords de bande interdite photonique ("Photonic band-edge laser"). Dans les CPs, la diminution de la vitesse de groupe en bord de bande interdite ainsi qu'au centre de symétrie Γ de la zone de Brillouin, permet d'augmenter les temps d'interaction entre la lumière et la matière et par conséquent de rendre plus efficace les processus résultant de cette interaction, comme l'émission stimulée. Lorsque le CP est fabriqué dans un milieu à gain, on peut ainsi obtenir de l'effet laser sans que l'on ait besoin de miroirs externes [Monat2002] [Kwon2003]. Le seuil laser est, dans ce cas, inversement proportionnel à la vitesse de groupe [Sakoda1999].

Durant ce travail de thèse nous nous sommes concentrés sur le dernier type de laser. Des CPs 2D ont été conçus afin d'obtenir des lasers émettant dans la direction parallèle à l'axe des trous (donc par la surface). Deux types de structures ont été utilisées: des CPs 2D gravés dans des hétérostructures de type guide d'onde à fort contraste d'indice comme InP/SiO₂ ou de type guide d'onde à faible contraste d'indice comme InP/GaInAsP/InP.

2.1. Laser "band-edge" dans les CPs 2D gravés dans des guides à fort contraste d'indice

La Figure 4.2 est une représentation schématique de CPs 2D gravés dans des guides d'ondes à fort contraste d'indice. Il s'agit de percer des trous dans une fine couche de semiconducteur que l'on suspend dans l'air (Figure 4.2.a) ou qui se trouve sur une couche d'oxyde de bas indice (Figure 4.2.b). On appellera, par la suite, cette configuration la configuration membrane.

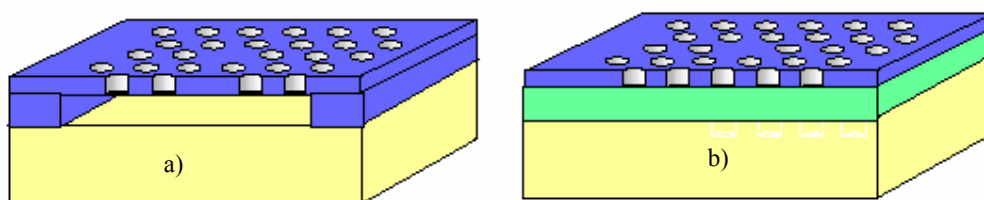


Figure 4.2. CPs 2D dans la configuration membrane. a) CP 2D dans la configuration membrane suspendue dans l'air. b) CP 2D dans la configuration membrane au dessus d'une couche d'oxyde de bas indice.

Dans cette approche, les photons guidés sont fortement confinés dans la direction parallèle à l'axe des trous (épaisseur de la couche de l'ordre de 200nm) ce qui permet une bonne interaction entre la lumière et le matériau à gain. Remarquons que, dans cette configuration, des échantillons de très bonne qualité sont aujourd'hui fabriqués compte tenu de la faible profondeur des trous [Sugimoto2004].

Dans le cadre de cette thèse, de telles structures ont été conçues et fabriquées à Lyon au LEOM par C. Seassal afin d'obtenir des lasers émettant par la surface autour de la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$.

Notons, dès à présent, que la configuration membrane au dessus d'une couche d'oxyde a été préférée à la configuration membrane suspendue dans l'air parce qu'elle permet d'obtenir une meilleure dissipation de la chaleur et une meilleure stabilité mécanique.

2.1.1. Description de l'échantillon EP 791n9bq

Le CP 2D investigué ici est un réseau de type graphite de trous percé dans une couche d'InP d'épaisseur 237nm incorporant quatre puits quantiques d' $\text{InAs}_{0.65}\text{P}_{0.35}/\text{InP}$. Cette couche est reportée sur un substrat de silicium par collage moléculaire par l'intermédiaire de silice [Tong1999]. La Figure 4.3 représente l'hétérostructure obtenue.

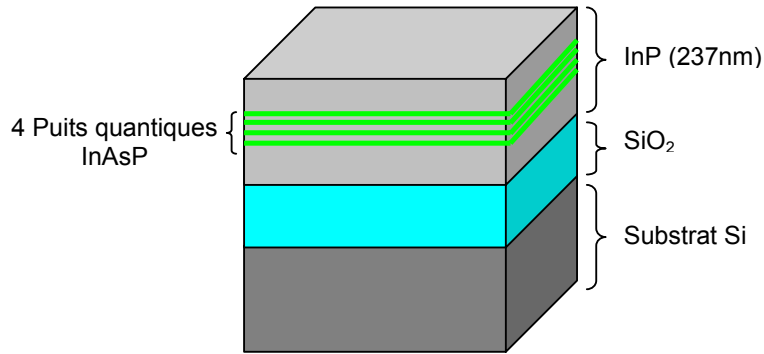


Figure 4.3. Hétérostructure utilisée pour réaliser le CP 2D

On obtient ainsi une structuration verticale de type guide d'onde à fort contraste d'indice ($n_{\text{InP}}=3.2$ et $n_{\text{SiO}_2}=1.5$).

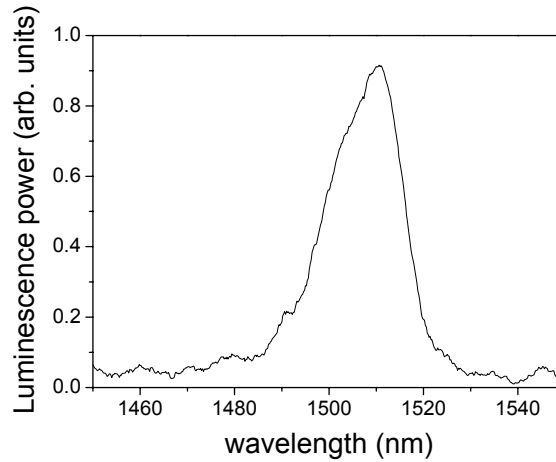


Figure 4.4. Spectre de photoluminescence des puits quantiques mesuré à température ambiante

Le spectre de photoluminescence des puits quantiques mesuré à température ambiante est représenté sur la Figure 4.4. Le maximum de photoluminescence est obtenu à 1510nm et la largeur à mi-hauteur du pic est de 42nm. Un réseau 2D de type graphite de trous d'air de surface $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ est transféré dans le semiconducteur par gravure sèche au travers d'un masque de silice obtenu préalablement par lithographie électronique suivi d'une gravure ionique réactive. Plus de détails concernant la fabrication de ces échantillons peuvent être trouvés dans la publication [Mouette2003].

Une photographie MEB de la surface de l'échantillon est représentée sur la Figure 4.5.

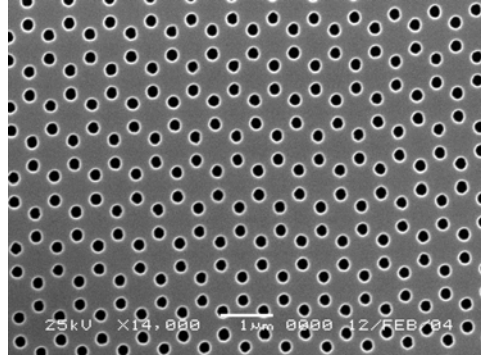


Figure 4.5. Photographie MEB du CP 2D

Ce type de réseau est préféré au "classique" réseau triangulaire car il permet d'obtenir des modes avec des vitesses de groupe plus faibles. La structure de bandes photoniques dans la polarisation TE calculée avec la méthode des ondes planes 2D couplée avec la méthode de l'indice effectif est donnée sur la Figure 4.6.

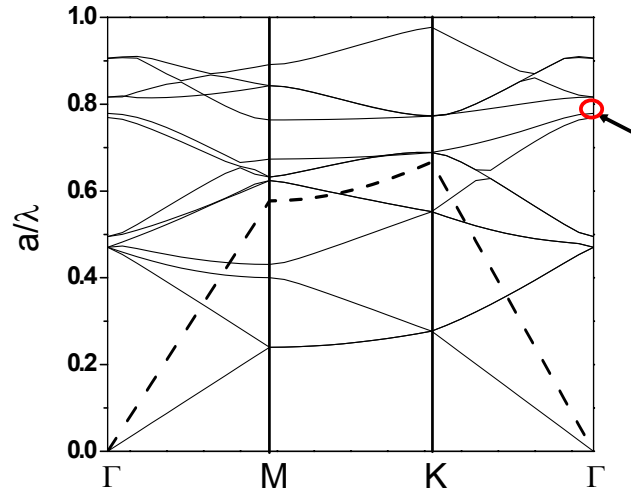


Figure 4.6. Diagramme de bandes de la structure graphite de trous. Le rapport du rayon r des trous et de la période a du réseau est fixé à $r/a=7\%$. La flèche indique le mode pour lequel on attend l'émission laser.

La rapport du rayon r des trous sur la période a du réseau est fixé à $r/a=0.07$. La période du réseau est choisie de façon à placer le mode au point Γ indiqué par la flèche sur la Figure 4.6 à $1.55\mu\text{m}$. On a alors:

$$a=1.2\mu\text{m} \text{ et } r=84\text{nm} \quad (4.1)$$

Ceci permet d'avoir un mode à faible vitesse de groupe dans une région spectrale présentant du gain et d'obtenir, le cas échéant une émission laser dans la direction parallèle à l'axe des trous.

2.1.2. Montage expérimental

La Figure 4.7 représente le montage expérimental utilisé pour mesurer l'émission laser.

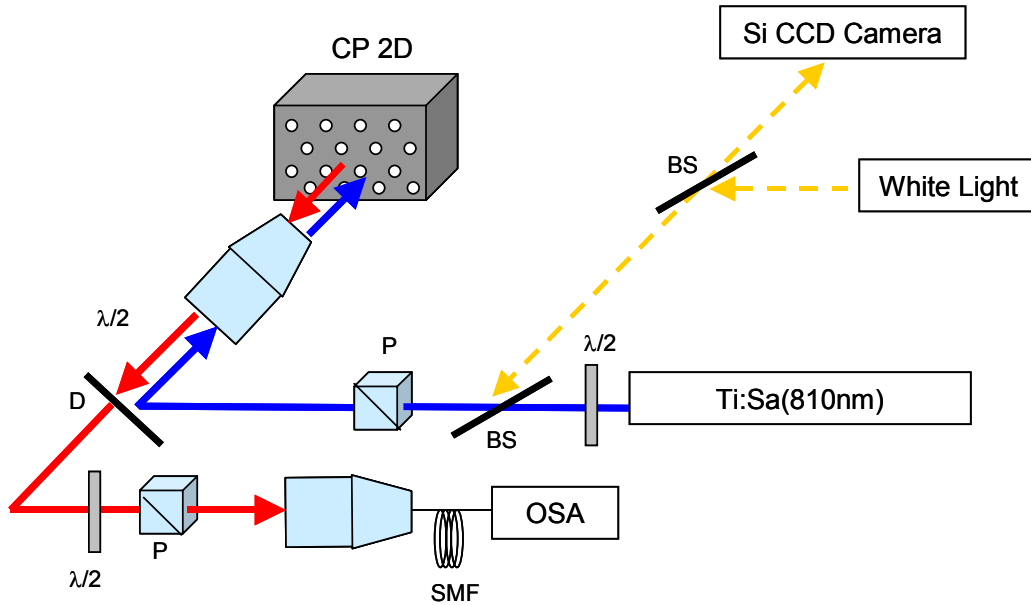


Figure 4.7. Montage expérimental. Les acronymes employés dans la figure sont définis de la manière suivante: BS: lame séparatrice - D: miroir dichroïque - SMF: Fibre optique monomode - Ti:Sa: laser titane saphir - OSA: Analyseur de spectre optique - P: cube polariseur - $\lambda/2$: lame demi onde.

Il s'agit ici de mesurer l'émission de la lumière dans la direction parallèle à l'axe des trous lorsque l'échantillon est excité optiquement par un laser dit de pompe qui est ici un laser titane saphir femtoseconde commercial. Ce laser fournit des impulsions d'une durée de 120fs à la longueur d'onde $\lambda_p=810\text{nm}$ avec un taux de répétition de 80MHz (voir annexe pour plus de détails). Remarquons que l'énergie des photons de pompe est assez grande pour créer à la fois des porteurs dans les puits quantiques d'InAsP mais aussi dans les barrières d'InP dont le gap correspond à la longueur d'onde $\lambda_{\text{gap}}=950\text{nm}$. Le faisceau de pompe est focalisé sur l'échantillon à l'aide d'un objectif x20 de façon à obtenir un diamètre de faisceau sur l'échantillon de l'ordre d'une dizaine de microns. L'échantillon est

fixé sur un micropositionneur 4 axes de façon à positionner parfaitement le CP 2D à étudier sous le faisceau de pompe. L'émission sortant de l'échantillon par la surface est collectée avec le même objectif de microscope (achromatique) puis est ensuite focalisée dans une fibre optique monomode connectée à un analyseur de spectre optique. Un système composé d'une lame demi onde suivi d'un cube polariseur permettant de mesurer la polarisation se trouve sur le parcours de la lumière émise.

2.1.3. Observation de l'effet laser par la surface

Lorsque la pompe est incidente sur le CP 2D avec une intensité suffisamment grande, on observe la luminescence des puits quantiques filtrée par le cristal photonique. A partir d'une certaine valeur de l'intensité de pompe, un pic d'émission est détecté à la longueur d'onde 1566nm ce qui est en bon accord avec les calculs de bandes. On a tracé sur la Figure 4.8, l'intensité de l'émission à 1566nm en fonction de l'intensité moyenne de la pompe incidente sur l'échantillon I_{pompe} .

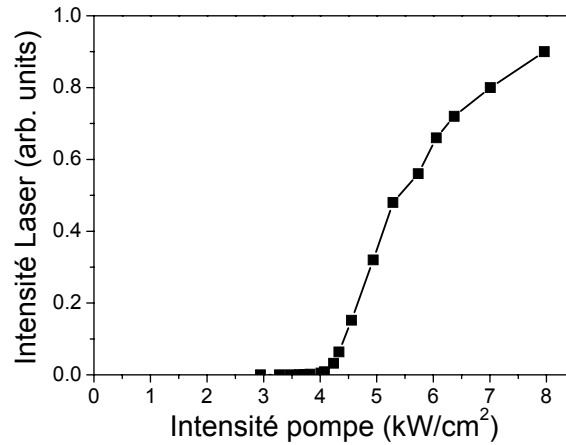


Figure 4.8. Intensité de l'émission en fonction de l'intensité moyenne de la pompe.

L'émission laser est détectée lorsque I_{pompe} passe la valeur seuil de 4kW/cm².

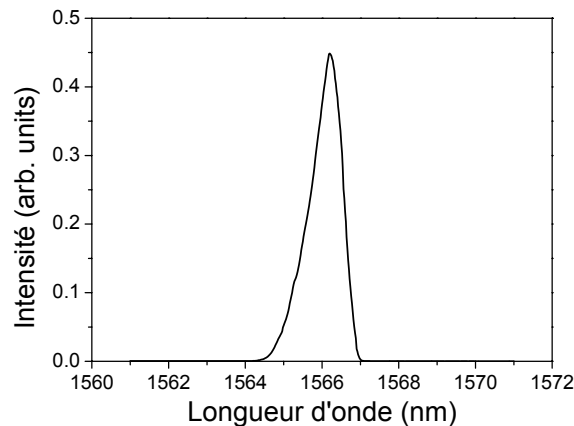


Figure 4.9. Spectre de l'émission laser. L'intensité de la pompe est fixée à $I_{pompe}=5.2\text{kW/cm}^2$.

La Figure 4.9 représente le spectre de l'émission laser lorsque I_{pompe} vaut 5.2 kW/cm^2 . On obtient un pic centré à 1566 nm de largeur à mi-hauteur de 1.5 nm . On peut observer sur la Figure 4.10 que cette largeur varie en fonction de l'intensité de pompe incidente.

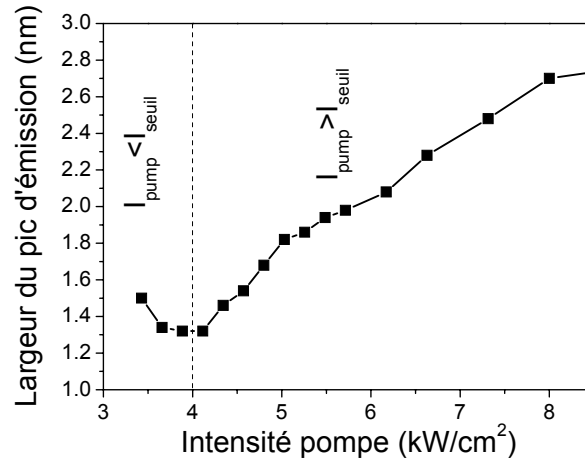


Figure 4.10. Largeur à mi hauteur du pic d'émission en fonction de l'intensité de pompe.

Deux régimes apparaissent clairement sur cette figure. Sous le seuil laser, lorsqu'on augmente I_{pompe} la largeur du pic diminue. Ceci est dû au phénomène de compression de gain [Kapon1999]. Au dessus du seuil laser, la largeur du pic augmente lorsque I_{pompe} augmente. En observant de plus près les spectres de l'émission, on peut voir que le pic d'émission s'élargit du côté basse longueur d'onde (haute énergie), ce qui nous permet d'attribuer ce phénomène au remplissage de bande électronique du semiconducteur [Kapon1999].

On peut voir sur la Figure 4.8, que l'émission laser sature en fonction de l'intensité de pompe. L'origine de cette saturation est attribuée au fait que le pompage est en régime pulsé où le temps entre chaque impulsion (12 ns) est plus important que la durée de vie des porteurs ($\sim 1 \text{ ns}$) dans le semiconducteur [Chow1994]. Notons qu'aucun effet thermique n'est visible étant donné qu'aucun déplacement vers le rouge de la longueur d'onde d'émission n'est observé.

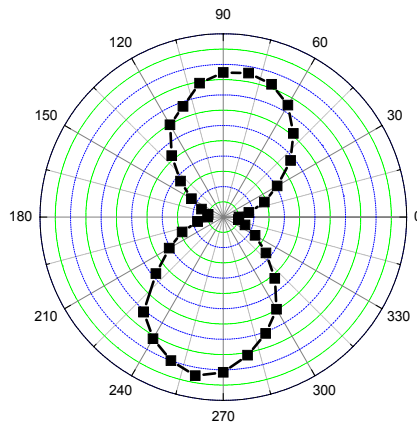


Figure 4.11. Polarisation de l'émission laser. L'angle 0° correspond à la direction cristalline ΓM .

Comme on peut le voir sur la Figure 4.11, la polarisation de l'émission laser est linéaire. La lumière émise est polarisée dans une des directions ΓK du cristal photonique. Ceci peut être expliqué à la fois par les propriétés de symétrie du mode photonique à la longueur d'onde du laser et par le fait que la structure soit de taille finie.

2.1.4. Conclusion

Les CPs 2D dans la configuration membrane peuvent être exploités pour réaliser des sources lasers émettant par la surface. Dans le cas présenté, l'émission laser est détectée à température ambiante à la longueur d'onde 1566nm. Le seuil est atteint pour une intensité moyenne de pompe égale à 4kW/cm^2 correspondant à une fluence de $48\mu\text{J/cm}^2$. A titre de comparaison, le seuil pour le laser "band-edge" de [Monat2002] basé sur le réseau triangulaire de trous est de 14mJ/cm^2 , deux ordres de grandeur plus grand.

2.2. Laser "band-edge" dans les CPs 2D gravés dans des guides à faible contraste d'indice [Raineri2004-2]

Une approche alternative à la configuration membrane, consiste à graver profondément les trous dans une hétérostructure de type guide à faible contraste d'indice. La Figure 4.12 représente une de ces structures. On appellera dans la suite ce type de structure CP 2D gravés profondément.

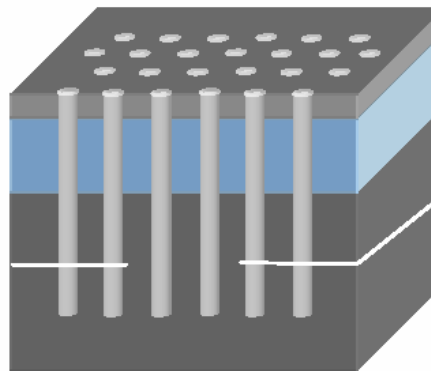


Figure 4.12. CP 2D gravé profondément dans un guide d'onde à faible contraste d'indice. Le cœur du guide est représenté en bleu, le superstrat et le substrat en gris.

Des études ont démontré que ces structures présentent un véritable potentiel pour l'optique intégrée [Olivier2001] [Talneau2002]. Cependant, parmi elles, très peu se sont intéressées à la réalisation de sources laser utilisant ces structures alors que cela est nécessaire si l'on veut considérer ces objets

comme une future plateforme pour l'optique intégrée. Ceci vient du fait que l'on se heurte à plusieurs problèmes:

- Dans cette configuration, le champ électromagnétique guidé s'étend sur plusieurs microns ce qui amoindrit l'interaction avec le matériau à gain.
- Ces structures sont difficiles à fabriquer compte tenu de la profondeur et du rapport d'aspect des trous à percer. Notons que les pertes de ces objets sont très dépendantes de la qualité de fabrication et plus particulièrement de l'anisotropie et de la profondeur des trous [Mulot2003].

Nous nous intéressons ici à la réalisation d'un laser de type "band-edge" utilisant ces structures. Nous présentons des résultats sur l'observation d'émission laser à la fois par la surface et par la tranche. A notre connaissance, ces observations constituent une première. Notons que des lasers dont le principe repose sur la création de défaut dans la périodicité ont déjà été observés dans ce type de CPs 2D [Talneau2004].

Les structures testées sont réalisés à OPTO+ dans l'équipe de G. H. Duan.

2.2.1. Description de l'échantillon

La structure étudiée est un réseau triangulaire de trous percé dans un guide d'onde de type InP/GaInAsP/InP. L'empilement vertical des couches de l'hétérostructure est représenté sur la Figure 4.13.

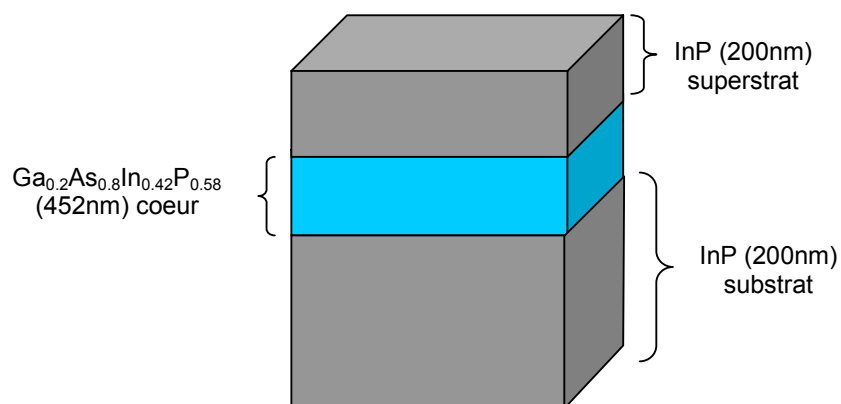


Figure 4.13. Hétérostructure du CP 2D gravé profondément

Le cœur du guide est composé d'une couche de 452nm de $\text{Ga}_{0.2}\text{As}_{0.8}\text{In}_{0.42}\text{P}_{0.58}$ dont l'énergie du gap correspond à la longueur d'onde 1180nm. Ce matériau correspond au matériau à gain que nous utilisons pour obtenir l'effet laser. Deux couches d'InP forment le superstrat (200nm) et le substrat.

Le réseau de trous est transféré dans l'hétérostructure par gravure ICP (Inductively Coupled Plasma) au travers d'un masque de nitrure de silicium obtenu préalablement par lithographie électronique suivi d'une gravure RIE. Plus de détails sur le procédé de fabrication développé par OPTO + peuvent être trouvés dans la publication [Pommereau2004]. Des photographies MEB des structures fabriquées

sont représentées sur la Figure 4.14. L'anisotropie et la profondeur (4.5 μm) de la gravure ICP peut être appréciée sur la photographie de la face clivée.

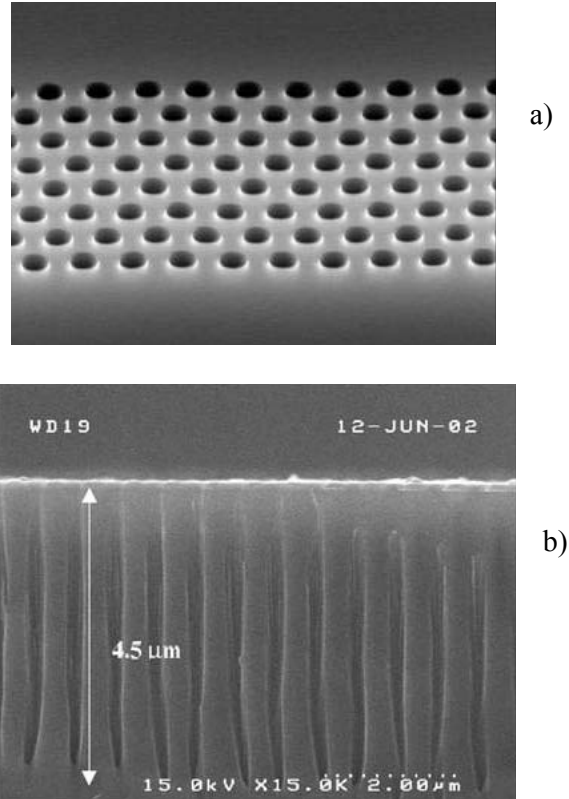


Figure 4.14. Photographie MEB de la structure étudiée. a) vue de dessus. b) face clivée.

Le facteur de remplissage en air du réseau, f , est fixé à 0.2. Le diagramme de bandes de cette structure est représenté pour la polarisation TE sur la Figure 4.15.

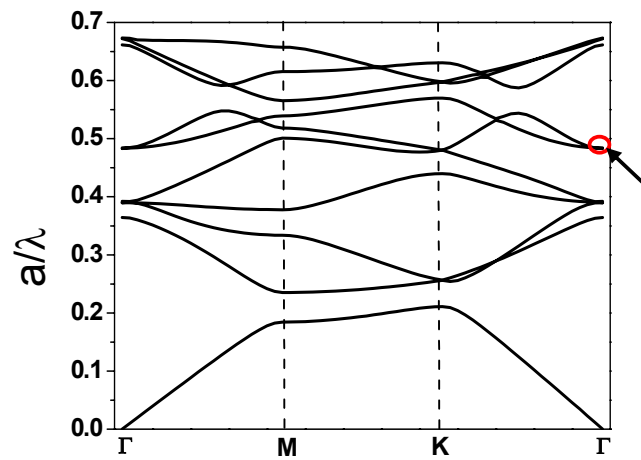


Figure 4.15. Diagramme de bandes dans la polarisation TE de la structure étudiée ($f=0.2$). La flèche indique le mode pour lequel on attend l'émission laser.

La période des trous varie entre 490nm et 620nm afin de positionner le mode en Γ indiqué par la flèche sur le diagramme de bandes autour de 1180nm (1180nm correspondant à $a=570\text{nm}$). L'échantillon est clivé de façon à placer les structures à moins de $15\mu\text{m}$ du bord afin de pouvoir détecter l'émission par la tranche. Pour chaque période, deux structures sont fabriquées dans la même étape technologique afin de placer soit l'axe cristallin ΓM soit l'axe ΓK parallèle au bord de l'échantillon. De cette façon, nous pouvons étudier séparément l'émission se propageant dans la direction ΓM ou ΓK . La Figure 4.16 représente schématiquement l'échantillon étudié.

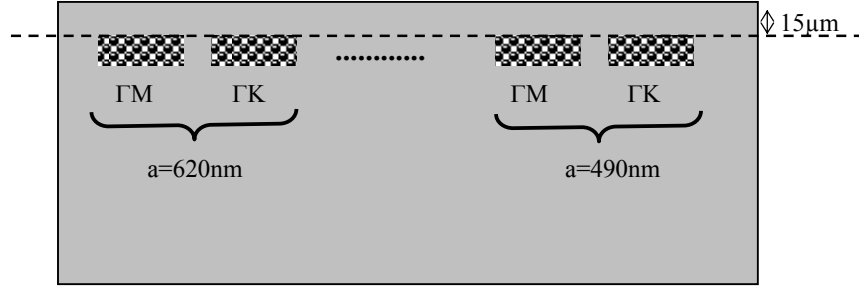


Figure 4.16. Représentation schématique de l'échantillon étudié

2.2.2. Montage expérimental

On a représenté sur la Figure 4.17 le montage expérimental utilisé pour l'étude des structures CPs 2D gravés profondément.

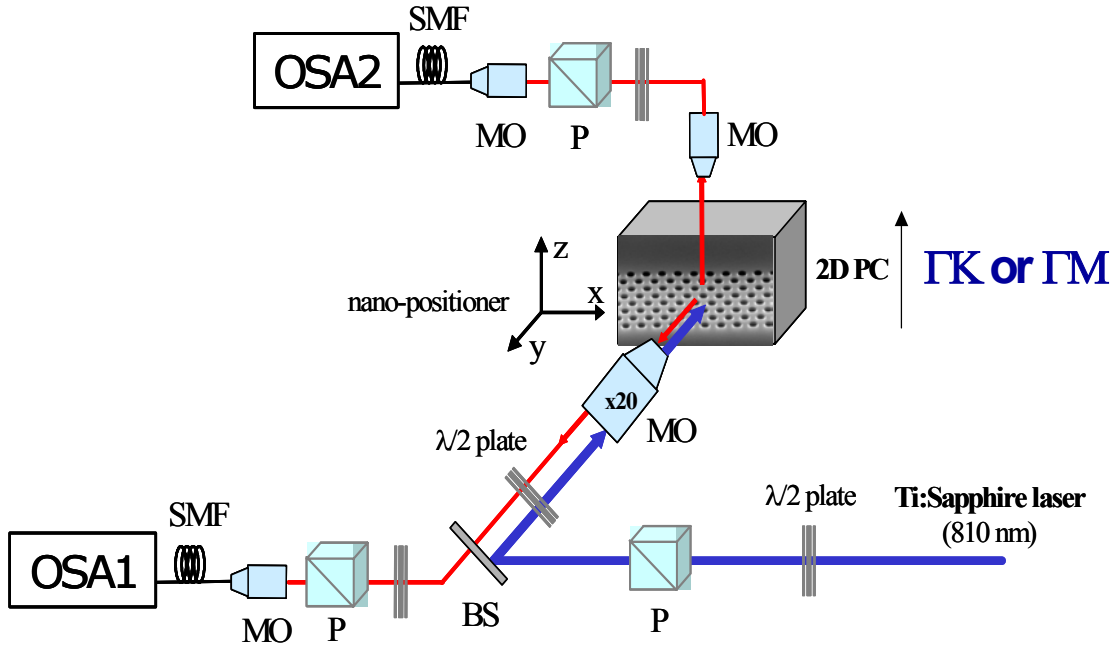


Figure 4.17. Montage expérimental. Les acronymes employés dans la figure sont définis de la manière suivante: BS: lame séparatrice - MO: objectif de microscope - SMF: Fibre optique monomode - Ti:Sa: laser titane saphir - OSA: Analyseur de spectre optique - P: cube polariseur - $\lambda/2$: lame demi onde.

Le montage utilisé est similaire au montage décrit au paragraphe 2.1 à l'exception du bras de détection mis en place pour mesurer l'émission dans la tranche.

2.2.3. Observation de l'effet laser à température ambiante par la surface et par la tranche

Lorsque le faisceau pompe est incident sur une structure avec suffisamment d'intensité, le laser est émis à la fois par la surface et par la tranche. Pour la structure ayant la période $a_1=570\text{nm}$, le pic laser est détecté à 1178 nm ce qui est en bon accord avec le calcul du diagramme de bandes. La largeur à mi-hauteur de ce pic est de 1.6nm . Le spectre mesuré de l'émission laser est représenté sur la Figure 4.18.

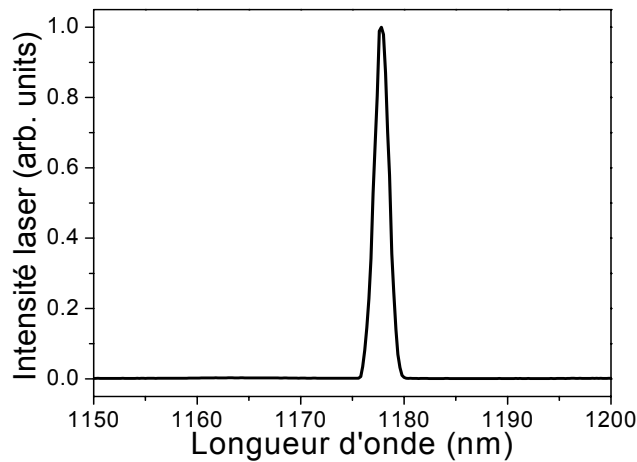


Figure 4.18. Spectre de l'émission laser pour la structure ayant une période $a_1=570\text{nm}$. L'intensité de la pompe est fixée ici à 15.8kW/cm^2 .

On a tracé l'évolution de l'intensité laser en fonction de l'intensité de pompe sur la Figure 4.19. Pour la Figure 4.19.a, il s'agit de l'émission par la surface (structure orientée de façon à ce que la direction ΓM soit perpendiculaire au bord clivé) et, pour les Figure 4.19.b (structure orientée de façon à ce que la direction ΓM soit perpendiculaire au bord clivé) et 4.19.c (structure orientée de façon à ce que la direction ΓK soit perpendiculaire au bord clivé), de l'émission par la tranche. Dans tous les cas, le seuil laser est mesuré autour de 15kW/cm^2 . La légère différence de seuil observée entre les Figures 4.19b et 4.19.c s'explique par le fait qu'il s'agit de structures différentes. On peut aussi observer sur ces courbes que l'émission laser sature pour les fortes intensités de pompe. Comme dans le cas du 2.1, ceci s'explique par le fait que le matériau est pompé de façon pulsée.

Par ailleurs, la polarisation du laser par la tranche est mesurée linéaire. Le champ électrique est perpendiculaire à l'axe des trous ce qui correspond à la polarisation TE. Remarquons qu'il s'agit bien de la polarisation que nous avons considérée pour le calcul du diagramme de bandes. Quant au laser émis par la surface, sa polarisation est elliptique.

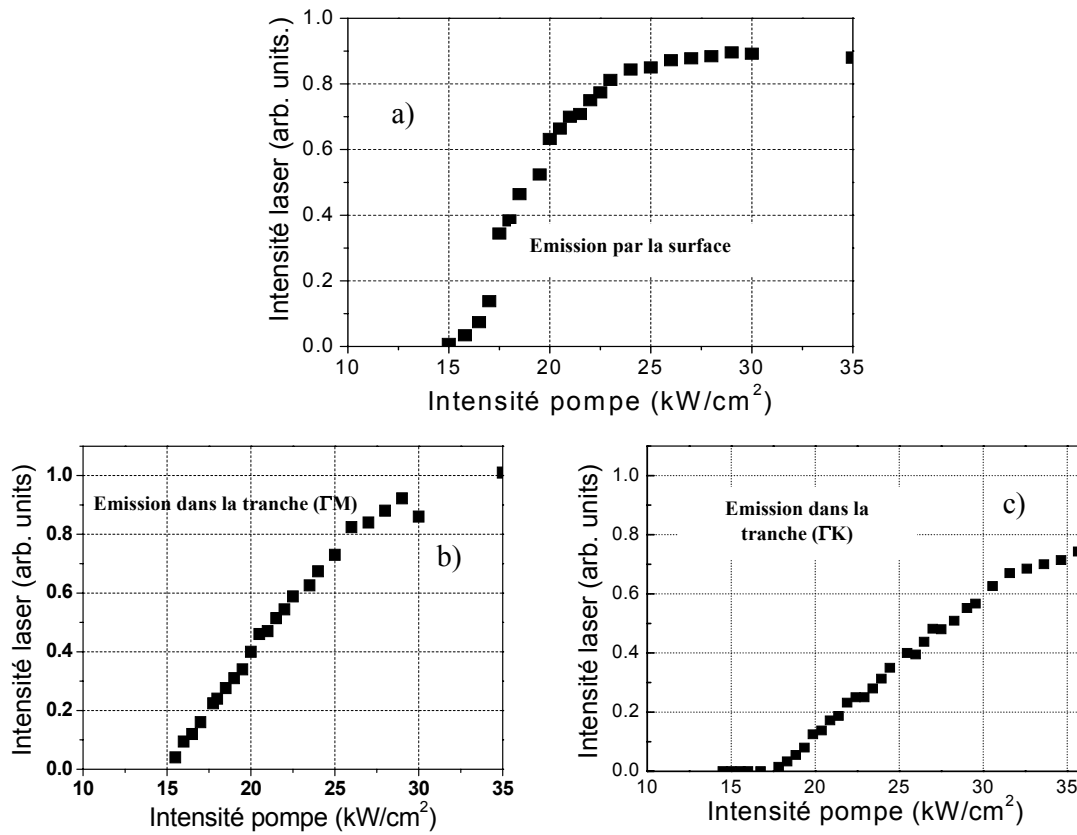


Figure 4.19. Intensité du laser détectée en fonction de l'intensité de la pompe a) dans le cas de l'émission par la surface pour la structure orientée de façon à ce que l'axe ΓM soit perpendiculaire au bord clivé, b) dans le cas de l'émission par la tranche pour la structure orientée de façon à ce que l'axe ΓM soit perpendiculaire au bord clivé et c) dans le cas de l'émission par la tranche pour la structure orientée de façon à ce que l'axe ΓK soit perpendiculaire au bord clivé.

Les échantillons ayant des périodes différentes ont aussi été testés. L'émission laser a été détectée pour les échantillons dont les périodes sont $a_2=530$ et $a_3=490$ nm. La longueur d'onde d'émission pour chaque structure est répertoriée dans le tableau ci-dessous:

a (nm)	570	530	490
λ (nm)	1178	1143	1115

La longueur d'onde d'émission diminue lorsque la période du réseau diminue. Ceci est parfaitement expliqué par la dépendance de la longueur d'onde du mode photonique à l'origine de l'émission laser avec la période du réseau.

2.2.4. Conclusion

Les CPs 2D gravés profondément peuvent aussi servir de base pour réaliser des sources lasers. L'émission laser est mesurée ici à température ambiante avec un seuil de l'ordre de 15kW/cm^2 . La longueur d'onde d'émission vaut 1115nm, 1143nm ou 1178nm en fonction de la valeur de la période du réseau. Remarquons que le seuil laser mesuré est un ordre de grandeur plus grand que celui du laser à CP 2D dans la configuration membrane.

Nous avons vu jusqu'à présent que les CPs 2D, grâce à leurs propriétés dispersives, permettent de ralentir la lumière à une longueur d'onde donnée et par conséquent d'augmenter l'interaction de la lumière avec un matériau à gain et d'obtenir l'effet laser. Dans ce cas, le seuil laser dépend seulement des pertes optiques à la longueur d'onde du laser et bien sûr du gain du matériau. Pour diminuer les seuils des lasers "band-edge", il faut donc jouer sur la géométrie des CPs 2D afin d'obtenir des modes ayant une vitesse de groupe très faible. Ceci est le même procédé d'optimisation que celui des structures 1D. Il est important de noter que les CPs 2D offrent des possibilités plus sophistiquées en terme d'ingénierie de la dispersion qui peuvent être utilisées pour diminuer les seuils. Une solution consiste à optimiser la structure de façon à, non seulement ralentir la lumière à la longueur d'onde d'émission mais aussi à la longueur d'onde de la pompe optique. Le pompage est dit, alors, résonnant optiquement.

2.3. Pompage résonant optiquement [Raineri2004-3]

Le principe, ici, est de réaliser une structure présentant un mode photonique ayant une faible vitesse de groupe à la longueur d'onde de l'émission laser et à la longueur d'onde de la pompe optique. L'interaction entre l'onde pompe et la matière est alors accrue. Il en résulte une augmentation de l'absorption effective de la pompe, ce qui conduit à la création d'un plus grand nombre de porteurs par rapport au cas où le pompage n'est pas résonnant (ou simple passage).

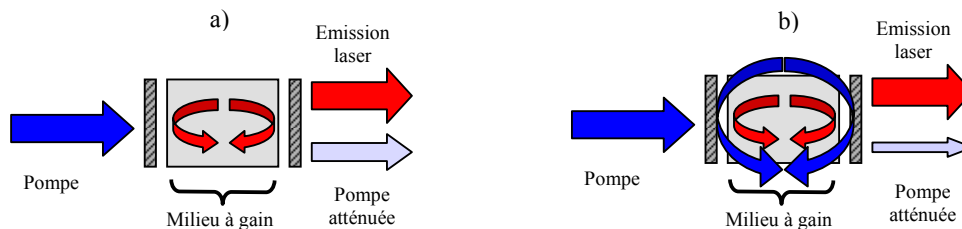


Figure 4.20. a) Principe du pompage optique simple passage. La cavité est seulement résonante à la longueur d'onde du laser. La pompe est absorbée dans le matériau durant un seul passage. b) Principe du pompage résonant. La cavité est résonante à la fois à la longueur d'onde du laser et à la longueur d'onde de la pompe. La pompe est alors absorbée dans le matériau durant des multiples passages.

On s'attend alors à une diminution du seuil laser directement proportionnelle à l'augmentation de l'absorption effective de la pompe. Le principe du pompage simple passage et du pompage résonnant est résumé dans la Figure 4.20 en considérant que le CP 2D est une cavité.

En règle générale, pour des raisons d'efficacité, la longueur d'onde de la pompe est choisie dans une gamme où l'absorption du matériau est importante. Par exemple, si le matériau utilisé est une couche de semiconducteur incorporant des puits quantiques, la pompe est choisie de façon à créer des porteurs à la fois dans les puits quantiques et dans les barrières (voir 2.1). Ceci présente le désavantage suivant: dans le cas des lasers à semiconducteur, lorsque l'énergie des photons de pompe est grande, les électrons créés dans la bande de conduction possèdent une grande énergie cinétique. Ils relaxent une partie de cette énergie pour atteindre le bord de bande de conduction en émettant des phonons longitudinaux de fréquences optiques [Butcher1990] ce qui revient, en fait, à évacuer leur excès d'énergie en chauffant le réseau atomique. Ceci peut avoir de fâcheuses conséquences comme le phénomène de renversement ("rollover") de la puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe que l'on observe dans les VCSELs [Sale1995]. Afin d'éviter cela, une solution a été récemment proposée dans les VECSELs (Vertical-External-Cavity Surface Emitting laser): elle consiste à fixer la longueur d'onde de la pompe de façon à ce qu'elle soit seulement absorbée dans les puits quantiques et non plus dans les barrières [Schmid2004]. Cependant, étant donné la faible absorption du matériau, de grandes intensités de pompe sont nécessaires pour atteindre le seuil laser. Pomper la structure de façon résonante peut résoudre ce problème et permettre d'atteindre le seuil laser avec des puissances de pompe raisonnables.

Nous proposons, ici, d'utiliser un CP 2D doublement résonant, c'est-à-dire conçu pour présenter un mode à faible vitesse de groupe à la fois à la longueur d'onde du laser et à la longueur d'onde de la pompe pour obtenir un laser "band-edge" émettant autour de 1.55 μ m. Il s'agit de CPs 2D fabriqués au LEOM dans la configuration membrane.

2.3.1. Description de l'échantillon et montage expérimental

L'échantillon étudié est le même que celui que nous avons considéré au 2.1. Il s'agit d'un CP 2D de type réseau graphite de trous percés dans une couche d'InP incorporant 4 puits quantiques d'InAsP comme matériau à gain. L'émission des puits quantiques est centrée à 1510nm (voir Figure 4.4). Le diagramme de bandes du CP est représenté à nouveau dans la Figure 4.21.

Les paramètres du réseau (période et rayon des trous) sont choisis de façon à placer le mode photonique au point Γ entouré en rouge sur la Figure 4.21 à 1.55 μ m (mode laser), et le mode entouré en bleu à 1480nm (mode de pompe). De cette façon, la pompe est seulement absorbée dans les puits quantiques et la différence de longueur d'onde entre le mode laser et le mode de pompe correspond alors à l'énergie d'un phonon longitudinal optique.

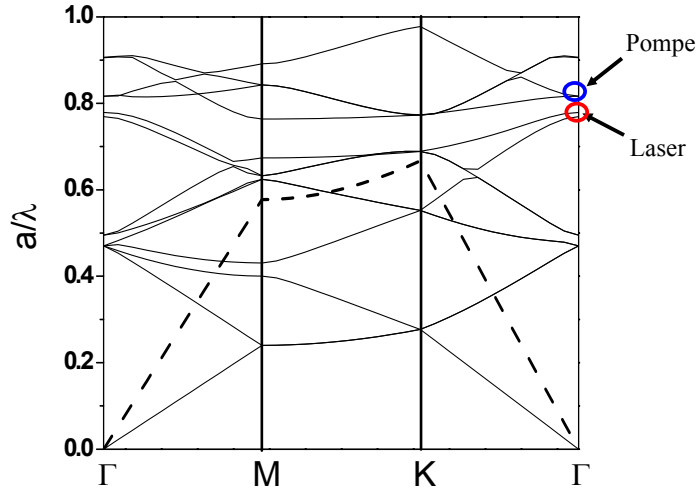


Figure 4.21. Diagramme de bandes du CP 2D considéré. Les flèches indiquent les modes que l'on utilise pour le pompage et l'effet laser.

Le montage expérimental utilisé est identique au montage présenté sur la Figure 4.7, sauf que la source laser utilisée est un oscillateur paramétrique optique commercial (voir annexe) accordable entre $1.48\mu\text{m}$ et $1.61\mu\text{m}$ qui fournit des impulsions de 120fs avec un taux de répétition de 80MHz. Le diamètre du faisceau laser arrivant sur l'échantillon est alors de $10\mu\text{m}$. La polarisation du laser est linéaire. Cette source permet à la fois de sonder la réflectivité de la structure comme cela été réalisé pour un autre échantillon dans la Partie III au 5.1.1, et de pomper l'échantillon de façon résonante. Toutes les mesures sont réalisées à température ambiante.

2.3.2. Mesure de la réflectivité

La réflectivité de l'échantillon dans la direction parallèle à l'axe des trous est sondée afin de déterminer avec précision la longueur d'onde du mode laser et du mode de pompe. Pour cela deux types de mesures ont été réalisés:

- une mesure FTIR obtenue en envoyant sur l'échantillon de la lumière blanche non polarisée. Le spectre obtenu est représenté sur la Figure 4.22.a.
- une mesure réalisée en utilisant l'OPO. Le spectre obtenu est représenté sur la Figure 4.22.b.

Sur la Figure 4.22.a, on peut voir que l'on obtient une résonance de Fano (voir Partie II 2.3.3) dans la zone spectrale d'absorption des puits quantiques d'InAsP autour de la longueur d'onde 1500nm . Dans le spectre obtenu en mesurant la réflexion des impulsions femtoseconde fournies par l'OPO, on observe la même résonance mais aussi une résonance plus étroite à 1575nm (largeur à mi-hauteur d'environ 1nm). La présence de cette dernière dépend fortement de la polarisation du laser incident. Il faut que la direction du champ électrique soit dans une des directions ΓK du CP (dans la direction des plus proches voisins). Ceci explique pourquoi cette résonance n'est pas présente dans le spectre obtenu avec le FTIR.

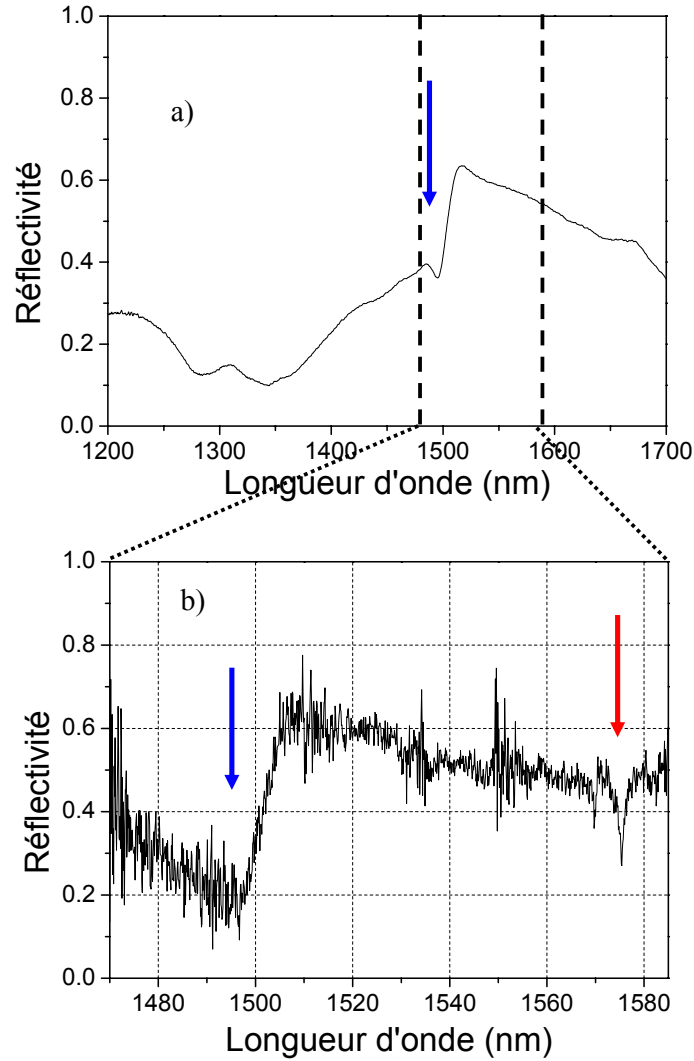


Figure 4.22. Spectre de réflectivité de l'échantillon étudié. a) obtenu avec le FTIR. b) obtenu en mesurant la réflexion de l'OPO. La flèche bleu indique le mode de pompe et la flèche rouge le mode laser.

Ces résonances indiquent la présence des modes photoniques attendus pour la pompe et le laser. On peut remarquer un décalage en longueur d'onde d'environ 20nm vers le rouge par rapport aux calculs. Notons qu'en unité a/λ ce décalage correspond seulement à une erreur de 0.01.

Ayant vérifié la longueur d'onde du mode de pompe et du mode laser, on peut alors procéder à la mesure de l'effet laser en pompant de façon résonante la structure.

2.3.3. Mesure de l'effet laser

En pompant de façon résonante la structure ($\lambda_{\text{pompe}}=1506\text{nm}$), l'émission laser est obtenue à 1566nm. L'intensité de l'émission est tracée en fonction de l'intensité de la pompe sur la Figure 4.23.

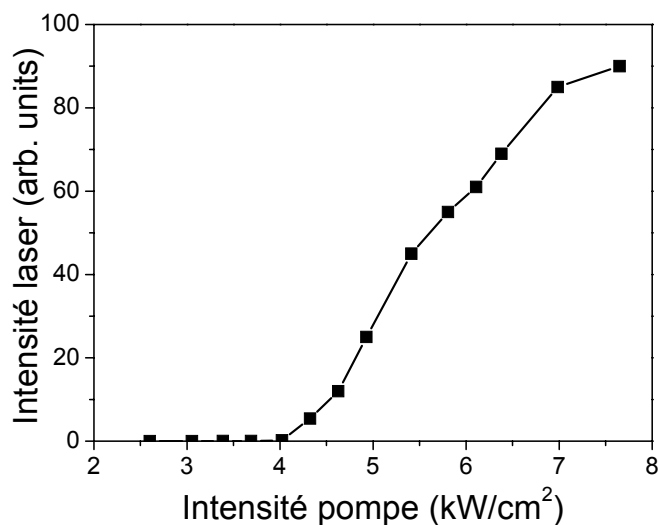


Figure 4.23. Mesure de l'intensité du laser en fonction de l'intensité de la pompe.

Le seuil du laser est mesuré à 4 kW/cm^2 . L'étude de la largeur à mi-hauteur du pic d'émission en fonction de l'intensité de la pompe confirme cette valeur. Sur la Figure 4.24, on peut voir que, sous le seuil laser, au fur et à mesure que l'intensité de pompe est augmentée, la largeur de l'émission diminue (compression de gain) et au dessus du seuil laser lorsque l'intensité de pompe est augmentée, le pic s'élargit (remplissage de la bande de conduction).

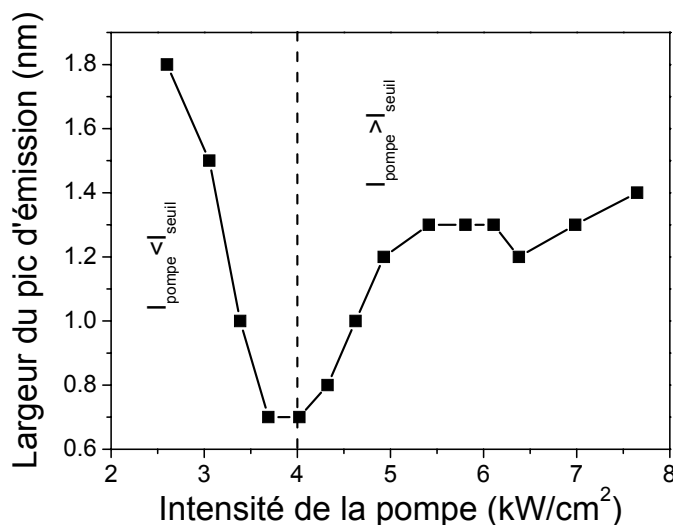


Figure 4.24. Largeur à mi-hauteur du pic d'émission en fonction de l'intensité de pompe

Remarquons que la longueur d'onde d'émission laser ne correspond pas à la longueur d'onde à laquelle on observe la résonance dans le spectre de réflectivité. Il y a un décalage vers le bleu de 9nm qui provient du changement d'indice du matériau introduit par la création de porteurs. Cette propriété est mise à profit dans ce travail de thèse dans le paragraphe suivant pour modifier activement les

propriétés des CPs 2D. L'étude de la longueur d'onde de l'émission en fonction de l'intensité de la pompe met aussi en évidence ce phénomène.

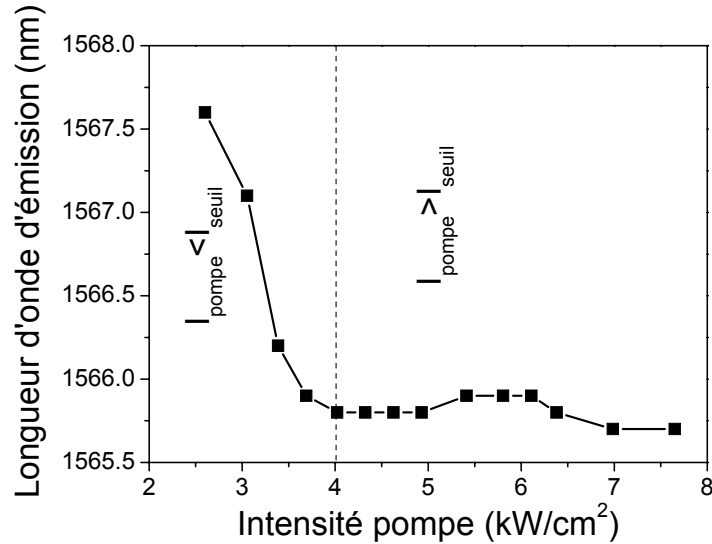


Figure 4.25. Longueur d'onde d'émission en fonction de l'intensité de pompe

Comme on peut l'observer sur la Figure 4.25, la longueur d'onde d'émission se décale vers le bleu lorsque l'intensité de pompe est augmentée jusqu'à ce que le seuil laser soit atteint. Au delà du seuil laser, la longueur d'onde d'émission ne varie pratiquement pas. Ceci est dû au fait que lorsque le seuil laser est atteint, le nombre de porteurs libres dans la structure est fixé et ne varie plus lorsque l'on augmente la pompe [Chow1994]. De plus, aucun décalage vers le rouge de la longueur d'onde d'émission n'est observé lorsque l'intensité de pompe est augmentée. Ceci signifie que les effets thermiques sont ici négligeables.

Dans le but d'estimer l'influence de la résonance photonique à la longueur d'onde la pompe sur l'effet laser, l'intensité du laser est mesurée en fonction de la longueur d'onde de la pompe. Quand la pompe n'est pas résonante ($\lambda_{\text{pompe}}=1480\text{nm}$), l'émission laser n'est pas observée dans la gamme d'intensité de pompe disponible (jusqu'à 20kW/cm^2). Ceci signifie que la quantité de pompe absorbée n'est pas assez importante pour créer le nombre de porteurs nécessaire pour atteindre le seuil laser. Remarquons qu'à cette longueur d'onde, la quantité d'énergie absorbée par un puit quantique d'InAsP est de 0.6%. On a tracé sur la Figure 4.26, la mesure de l'intensité du laser en fonction de la longueur d'onde centrale de l'impulsion de pompe à intensité de pompe fixe ($I_{\text{pompe}}=4.5\text{kW/cm}^2$).

L'émission laser est détectée lorsque $1498\text{nm} < \lambda_{\text{pompe}} < 1512\text{nm}$ et elle atteint son maximum d'intensité lorsque la longueur d'onde de la pompe vaut 1506nm . Cette mesure montre clairement que le problème de la faible absorption dans les puits quantiques peut être résolu lorsque le recouvrement spectral de la pompe et de la résonance est non nul.

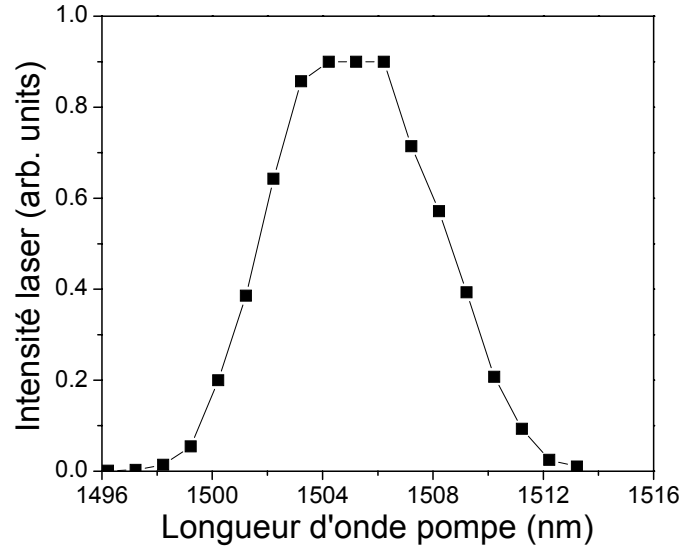


Figure 4.26. Intensité laser en fonction de la longueur d'onde de l'onde de pompe avec $I_{\text{pompe}}=4.5\text{kW/cm}^2$

2.3.4. Comparaison avec le pompage simple passage

Pour avoir une estimation plus quantitative de la contribution de l'augmentation de la densité de modes à la longueur d'onde de la pompe sur l'effet laser, comparons les résultats avec ceux obtenus dans le cas du pompage simple passage présentés au 2.1. Dans les deux cas, la valeur de l'intensité de pompe au seuil laser est comparable et vaut 4kW/cm^2 . Dans le cas des mesures du 2.1, la longueur d'onde de pompe est 810nm . La quantité d'énergie incidente sur la structure absorbée dans la membrane à cette longueur d'onde vaut alors $\alpha_{810}=0.33$. Lorsque la longueur d'onde de la pompe est fixée à 1500nm , dans le cas non résonant, la quantité d'énergie absorbée, α_{1500} , est seulement $\alpha_{1500}=0.017$.

Au seuil laser, le nombre de porteurs, N_{seuil} , créés vaut alors:

$$N_{\text{seuil}} = \alpha_{810} \cdot T \cdot \frac{I_{\text{seuil},810}}{\hbar\omega_{810}} \quad (4.2)$$

où $I_{\text{seuil},810}$ est l'intensité de la pompe à 810nm au seuil laser et où T est la période de répétition de la pompe.

Le nombre de porteurs, N_0 , créé par une pompe à 1500nm d'intensité I_{1500} en l'absence de résonance photonique s'écrit:

$$N_0 = \alpha_{1500} \cdot T \cdot \frac{I_{1500}}{\hbar\omega_{1500}} \quad (4.3)$$

En supposant que le même nombre de porteurs est créé au seuil laser par le pompage simple passage à 810nm et par le pompage résonnant à 1500nm, on peut alors écrire la relation:

$$N_{\text{seuil}} = \xi \cdot N_0 = \xi \cdot \alpha_{1500} \cdot T \cdot \frac{I_{\text{seuil},1500}}{\hbar\omega_{1500}} \quad (4.4)$$

avec ξ le facteur d'augmentation de la fraction d'énergie de pompe absorbée dans la structure dû à la présence de la résonance photonique.

En reportant (4.2) dans (4.4), on obtient pour le facteur d'augmentation:

$$\xi = \frac{\alpha_{810}}{\alpha_{1500}} \cdot \frac{\omega_{1500}}{\omega_{810}} \cdot \frac{I_{\text{seuil},810}}{I_{\text{seuil},1500}} \quad (4.5)$$

Dans notre cas, on a $T=12\text{ns}$, $I_{\text{seuil},810} = I_{\text{seuil},1500} = 4\text{kW/cm}^2$. On trouve alors $\xi=10.2$. Ceci signifie que, sans résonance photonique, l'intensité nécessaire à 1500nm pour atteindre le seuil laser serait de 48kW/cm^2 . Ceci explique pourquoi ce seuil ne peut être atteint avec notre source en dehors de la résonance et montre l'intérêt du pompage résonant.

2.4. Conclusion

Les CPs 2D permettent de réaliser des sources lasers compactes adaptées aux besoins de l'optique intégrée. Durant ce travail de thèse nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux lasers dits "band-edge", dont le fonctionnement repose sur l'augmentation de la densité de modes optiques en bord de bande interdite photonique. Expérimentalement, nous avons obtenu de l'émission laser à température ambiante aux longueurs d'onde dite "telecom" ($1.5\mu\text{m}$) dans des structures réalisées dans des membranes d'InP incorporant des puits quantiques d'InAsP, et, autour de $1.18\mu\text{m}$ avec des structures réalisées dans des guides d'onde à faible contraste d'indice de type (InP/InGaAsP/InP). Nous avons aussi tiré profit de la possibilité qu'offrent les CPs 2D de réaliser une ingénierie sophistiquée de la dispersion pour fabriquer une structure présentant un mode photonique à faible vitesse de groupe à la longueur de la pompe afin d'accroître son interaction avec la matière. Nous avons ainsi démontré expérimentalement, qu'en utilisant un tel schéma de pompage, une diminution du seuil laser d'un facteur 10 par rapport à un pompage simple passage peut être obtenue.

Si la réalisation de sources lasers est une étape fondamentale dans le but de faire des CPs 2D la future plateforme de l'optique intégrée, il est aussi nécessaire d'implémenter des fonctions actives telles que la commutation et l'amplification afin de pouvoir traiter des données. Nous proposons, ici, d'utiliser les non linéarités dynamiques des semiconducteurs, reposant sur le contrôle de la

susceptibilité de ces matériaux via l'injection de porteurs (voir Partie I), afin modifier activement la réponse des CPs et de réaliser ces fonctions.

3. Accordabilité en longueur d'onde des CPs 2D [Raineri2004-4]

3.1. Motivations

Les CPs offrent une manière originale de contrôler la propagation des ondes électromagnétiques. Ceux-ci permettent, en ajustant correctement leurs paramètres optiques et géométriques, de concevoir des fonctions comme du filtrage spectral, du routage qui peuvent servir pour réaliser du traitement de données. Cependant, le passage de la conception à la réalisation de tels objets est encore aujourd'hui de l'ordre du rêve compte tenu des moyens de technologie disponibles. Même si d'énormes progrès ont été accomplis dans ce domaine (sur silicium [Bogaerts2004] et sur semiconducteur III-V [Sugimoto2001]), la précision de la structuration des matériaux n'est toujours pas suffisante pour fabriquer des structures adaptées aux systèmes de communication actuels. Plaçons nous, par exemple, dans le cas d'un système où le multiplexage en longueur d'onde est utilisé [Goralski2001]. Un exemple de spectre de signal WDM (Wavelength division Multiplexing) est représenté sur la Figure 4.27. Pour pouvoir traiter de façon indépendante 32 canaux dans la bande C (1525nm-1562nm), la réponse optique des CPs doit être contrôlée avec une précision d'environ 1nm, ce qui revient à contrôler les dimensions du réseau au nanomètre près.

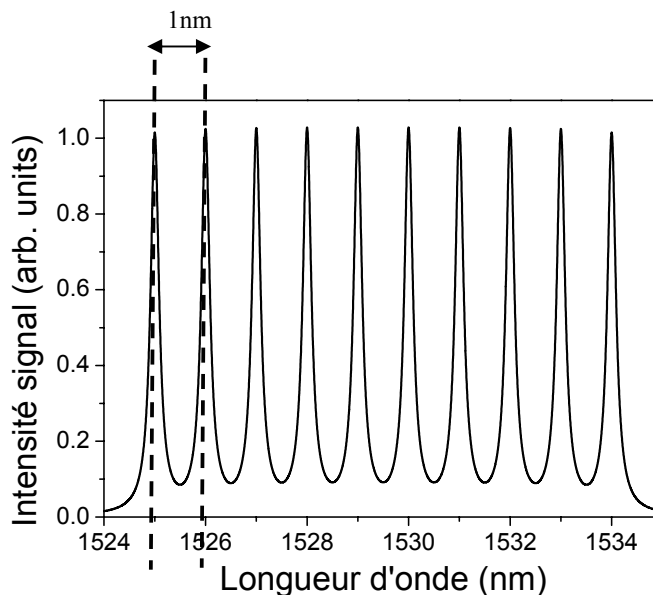


Figure 4.27. Exemple de spectre de signal WDM

La résolution maximale que l'on peut espérer est celle déterminée par la lithographie électronique qui est de l'ordre de la dizaine de nanomètres qui est donc un ordre de grandeur trop élevée.

Pour résoudre ce problème, un moyen est de contrôler activement la réponse optique des CPs par la variation d'un stimulus externe. Ceci permet d'adapter cette réponse aux besoins des applications et

donne la possibilité par la même occasion de traiter le signal activement. On parle de CPs accordables en longueur d'onde. Dans le cas des CPs 2D, des démonstrations d'accordabilité ont été réalisées en utilisant la dépendance de l'indice de réfraction des matériaux avec la température. Ceci a été démontré dans un système où des cristaux liquides ont été injectés dans les trous du réseau [Busch1999], et dans les CPs 2D en semiconducteurs III-V [Wild2004] [Chong2004]. Une accordabilité maximale de 4nm est reportée sans dommage pour la structure. Un autre moyen d'accorder la réponse des CPs 2D, consiste à utiliser des systèmes électro-mécaniques comparables à ceux réalisés pour accorder la longueur d'onde des cavités 1D [Leclerc2004]. Cette méthode permet d'obtenir des gammes spectrales d'accordabilité très grandes. Il faut cependant remarquer que ces structures sont assez complexes à fabriquer. Remarquons que la dynamique de ces deux procédés est lente, de l'ordre de la microseconde à la milliseconde, ce qui peut ne pas convenir à l'application désirée.

La méthode que nous avons choisie pour accorder la réponse spectrale des CPs 2D est basée sur l'utilisation des non linéarités dynamiques des semiconducteurs III-V, c'est à dire la dépendance de l'indice de réfraction avec le nombre de porteurs libres dans le matériau (voir Partie I). Cette propriété est aussi exploitée par d'autres équipes de recherche dans le but de réaliser de la commutation ultra rapide dans les CPs 2D en GaAs [Bristow2003], en InP [Baba2003] et en silicium [Leonard2002].

Durant ce travail de thèse, nous nous sommes attachés à étudier précisément l'accordabilité spectrale d'un mode photonique à faible vitesse de groupe se trouvant autour de 1550nm d'un CP 2D en InP et en $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, en injectant par l'intermédiaire d'une excitation optique différents nombres de porteurs. La dynamique du phénomène est aussi mesurée ce qui nous permet de tirer des conclusions sur la possibilité de réaliser de la commutation.

3.2. Démonstration expérimentale dans les CPs 2D en InP

3.2.1. Description de l'échantillon: EP1101 n2c

L'échantillon étudié ici a été fabriqué par C. Seassal au LEOM à Lyon. Il s'agit, comme au 2.1, d'un réseau graphite de trous percé dans une membrane d'InP d'épaisseur 237nm incorporant 4 puits quantique d'InAsP reportée sur un substrat de silicium par l'intermédiaire d'une couche de silice. L'hétérostructure est la même que celle représentée dans la Figure 4.3. Le spectre de photoluminescence à température ambiante des puits quantiques est représenté sur la Figure 4.28. Cette fois-ci, le pic de luminescence est centré à 1422nm et sa largeur est de 72nm. Le facteur de remplissage en air de la structure est fixé à 0.2. On a tracé sur la figure 4.29, le diagramme de bandes de cette structure dans la polarisation TE. La période du réseau est fixée à 780nm de façon à placer le mode à faible vitesse de groupe indiqué par la flèche sur la Figure à 1540nm. De cette manière, le mode se trouve à plus de 100nm vers le rouge du maximum du pic de photoluminescence. Ceci implique, qu'à la longueur d'onde du mode photonique qui nous intéresse, l'absorption des puits

quantiques est très faible. Remarquons que le mode choisi se trouve au point Γ du diagramme de bande afin de pouvoir le sonder expérimentalement avec un faisceau en incidence normale par rapport à la surface de l'échantillon.

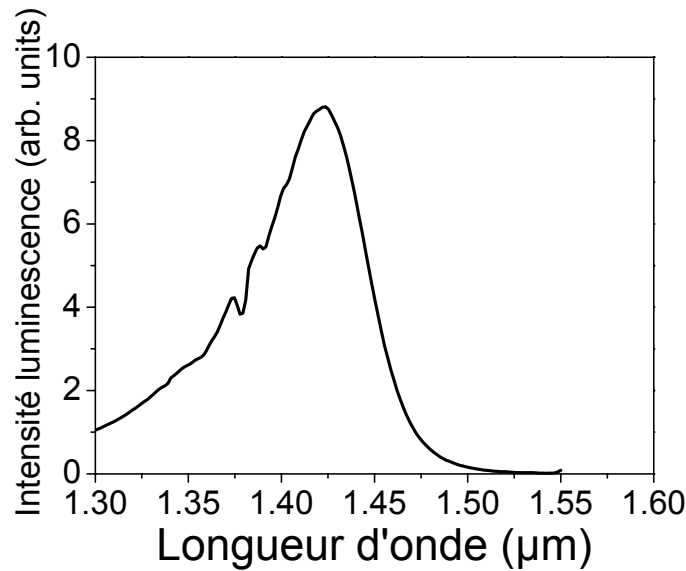


Figure 4.28. Spectre de photoluminescence des puits quantiques de la structure EP1101 n2c

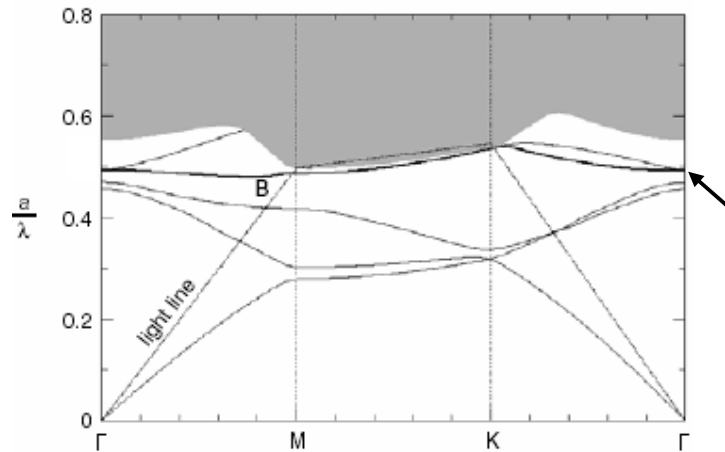


Figure 4.29. Diagramme de bandes du CP 2D étudié (tiré de [Mouette2003]). La flèche indique le mode photonique à faible vitesse de groupe qui nous intéresse

3.2.2 Montage expérimental

Les mesures sont réalisées à température ambiante à l'aide du dispositif pompe-sonde représenté sur la Figure 4.30. Le laser de pompe est un laser Ti:Saphire qui fournit des impulsions à la longueur d'onde 810nm d'une durée de 150fs. Etant absorbé à la fois dans l'InP et les puits d'InAsP, il permet

d'exciter efficacement des porteurs en un seul passage dans la membrane. En faisant varier son intensité, on peut alors contrôler ce nombre de porteurs et par conséquent le changement d'indice de réfraction qui en résulte. La réponse spectrale de l'échantillon est sondée à l'aide d'impulsions provenant de l'OPO accordable entre 1480nm et 1610nm. La durée des impulsions est de 150fs. Le taux de répétition des 2 sources est de 80MHz. Plus de détails sur ces lasers peuvent être trouvés dans l'Annexe.

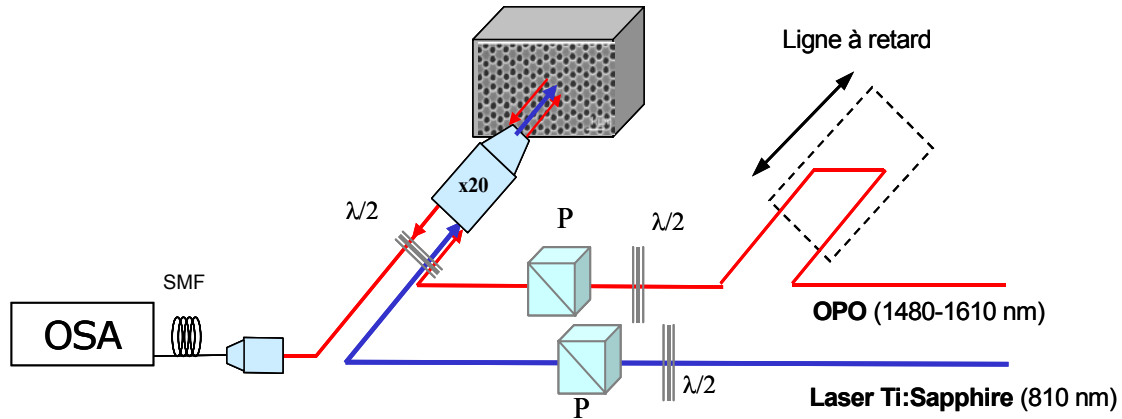


Figure 4.30. Montage pompe-sonde. Les acronymes employés dans la figure sont définis de la manière suivante: SMF: Fibre optique monomode - OPO: Oscillateur paramétrique optique - OSA: Analyseur de spectre optique - P: cube polariseur - $\lambda/2$: lame demi onde.

La propagation des deux faisceaux est parallèle à l'axe des trous de la structure afin de réaliser la spectroscopie linéaire et non linéaire du mode photonique se trouvant au point Γ de la structure de bandes nous intéressant. Les faisceaux sont focalisés à l'aide d'un objectif de microscope achromatique sur l'échantillon. Leur diamètre est de $5\mu\text{m}$ à la surface de la structure. Leur recouvrement spatial est optimisé à l'aide d'une caméra CCD InGaAs tandis que leur recouvrement temporel est obtenu à l'aide de la ligne à retard se trouvant sur la trajectoire du faisceau sonde. Le spectre de réflectivité de l'échantillon est ensuite obtenu à l'aide d'un analyseur de spectre en mesurant la réflexion des impulsions.

3.2.3. Mesures

3.2.3.1. Réflectivité linéaire

La réflectivité linéaire (sans pompe) est sondée en envoyant seulement sur l'échantillon le faisceau de sonde. Le spectre de réflexion de l'impulsion réfléchie est ensuite normalisé par le spectre de l'impulsion incidente obtenue grâce à un miroir d'or collé à côté de l'échantillon. Le spectre de réflectivité obtenu est représenté sur la Figure 4.31. On observe dans ce spectre la présence d'une

résonance symétrique à 1543.2nm. Sa largeur à mi-hauteur est de 0.43nm, ce qui indique une forte augmentation de la densité de modes à cette longueur d'onde.

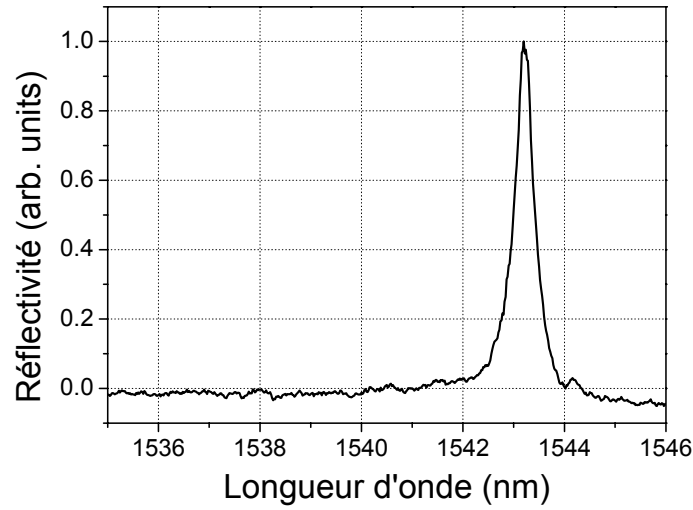


Figure 4.31. Spectre de réflectivité linéaire de l'échantillon. La réflectivité est normalisée au maximum mesuré.

Ces mesures confirment la présence d'un mode photonique au point Γ du diagramme de bandes ayant une faible vitesse de groupe. Notons que la position en longueur d'onde de la résonance est très proche de celle prédite par le calcul (1540nm). La forme de la résonance est, quant à elle, parfaitement expliquée par la théorie des modes couplés présentée dans la Partie II: étant donné que la longueur d'onde du mode photonique se trouve exactement dans un minimum de réflectivité de l'oscillation Fabry Perrot déterminée par l'empilement des différentes couches de l'hétérostructure, un pic symétrique doit être observé.

3.2.3.2. Réflectivité non linéaire

La réflectivité en régime non linéaire est mesurée lorsque la pompe et la sonde sont toutes deux incidentes sur l'échantillon. On observe alors un déplacement spectral de la résonance vers les basses longueurs d'onde dû à la création des porteurs dans le semiconducteur. Le sens du déplacement correspond bien au changement d'indice négatif induit dans la queue d'Urbach d'absorption des puits quantiques (cf. Figure 1.14). Ce sens est contraire aux effets thermiques qui induisent des déplacements vers le rouge. Dans la suite, le recouvrement temporel des impulsions de pompe et de sonde est optimisé de façon obtenir le déplacement spectral maximal.

Le déplacement en longueur d'onde, $\Delta\lambda$, du maximum de réflectivité dans la résonance est tracé sur la Figure 4.32 en fonction de l'intensité de pompe. Au fur et à mesure que l'on augmente l'intensité de pompe, le nombre de porteurs créés augmentant, ce déplacement devient de plus en plus important. Cependant, ce déplacement sature à la valeur de 8nm lorsque l'intensité atteint la valeur de 4.58kW/cm^2 . Cette intensité de pompe correspond exactement au seuil de l'émission laser pour cette

structure qui empêche toute augmentation supplémentaire du nombre de porteurs dans le matériau. Notons que ce déplacement maximum vaut environ 20 fois la largeur à mi-hauteur de la résonance.

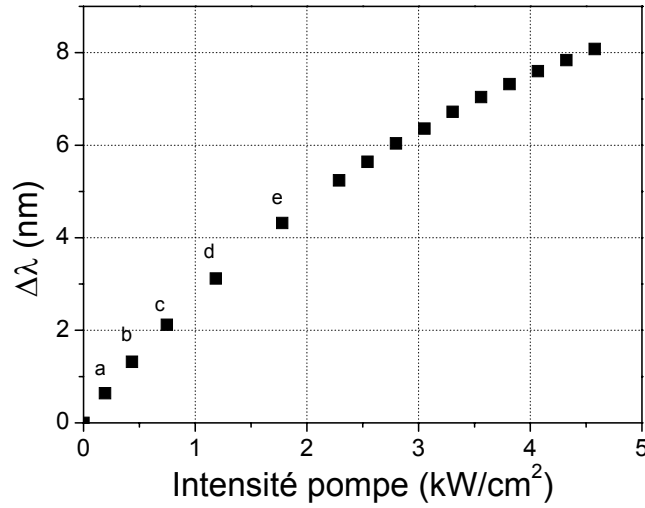


Figure 4.32. Déplacement en longueur d'onde du maximum de réflectivité de la résonance en fonction de l'intensité de pompe. Les points a-e correspondent aux spectres représentés sur la Figure 4.33.

Le spectre de réflectivité de l'échantillon autour de la longueur d'onde de résonance est tracé sur la Figure 4.33 pour différentes valeurs de l'intensité de pompe.

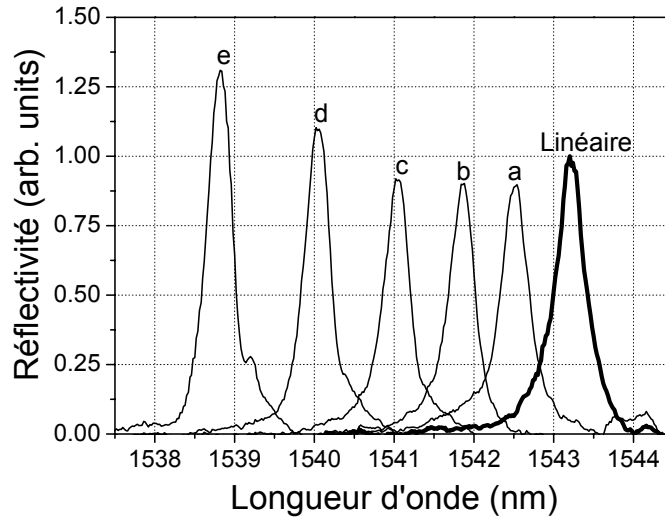


Figure 4.33. Spectres de réflectivité autour de la longueur d'onde de résonance pour différentes valeurs de l'intensité de pompe. La ligne épaisse représente la réflectivité linéaire et les lignes fines la réflectivité lorsque l'intensité de pompe vaut: (a) 0.19kW/cm², (b) 0.43kW/cm², (c) 0.74kW/cm², (d) 1.13kW/cm², (e) 1.78kW/cm².

On peut observer sur cette figure que le déplacement de la résonance s'accompagne tout d'abord par une légère diminution (courbes a et b) puis par une augmentation de la réflectivité (c-e). A partir de 1540nm, une amplification de la sonde commence à être visible due au phénomène d'émission stimulée. Cette amplification culmine à une valeur de 8.5dB juste avant le seuil laser.

De ces mesures, on peut déduire le changement d'indice maximum du matériau, $\Delta n_{\max}$, induit par la pompe. Pour cela, la position spectrale du mode photonique désigné sur la Figure 4.29 est calculée en fonction de l'indice du matériau. La diminution de la longueur d'onde du mode photonique est tracée en fonction de la variation de l'indice de réfraction du matériau sur la Figure 4.34.

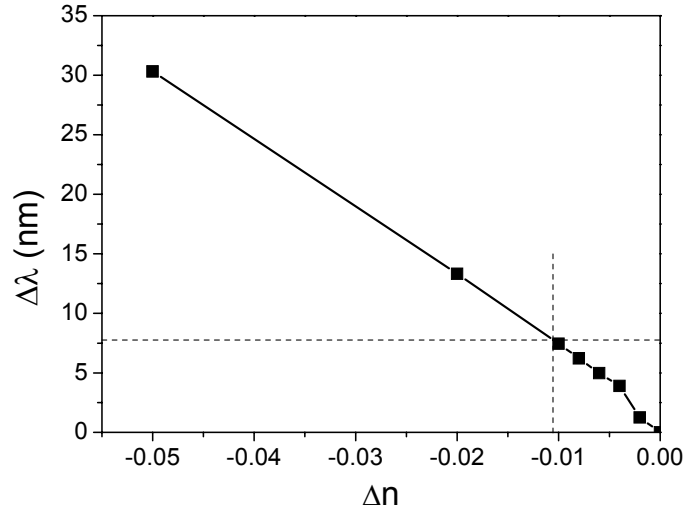


Figure 4.34. Diminution de la longueur d'onde du mode photonique en fonction de la variation de l'indice de réfraction du matériau. Les lignes en tirets désignent les droites $\Delta \lambda = 8 \text{ nm}$ et $\Delta n = -0.011$.

La longueur d'onde du mode photonique diminue linéairement avec la diminution de l'indice de réfraction. On déduit de cette courbe un changement d'indice $\Delta n_{\max} = 0.011$ lorsque l'intensité de pompe vaut 4.58 kW/cm^2 .

3.2.4. Conclusion

Nous venons de voir ici qu'en utilisant les propriétés non linéaires des semiconducteurs, il est possible de déplacer spectralement les modes photoniques et par conséquent d'accorder la réponse des CPs 2D en longueur d'onde. Nous avons démontré qu'en faisant varier l'intensité d'un faisceau de pompe dont le but est de créer dans le matériau des porteurs et donc de varier l'indice de réfraction du matériau, il est possible de déplacer une résonance photonique sur une bande spectrale de 8 nm. Ce déplacement est obtenu pour des intensités de pompe raisonnables inférieures à 4.58 kW/cm^2 ($55 \mu\text{J/cm}^2$). En terme d'applications, on est encore loin de l'accordabilité de ces structures sur toute la bande C (1525 nm-1562 nm]. Dans cet échantillon, le franchissement du seuil laser à la puissance de pompe 4.58 kW/cm^2 empêche d'atteindre une plus large bande spectrale d'accordabilité. On peut alors imaginer atteindre une plus large bande spectrale d'accordabilité en concevant une structure dont le mode photonique se trouve encore plus loin du pic de photoluminescence.

Par ailleurs, la possibilité de déplacer en longueur d'onde une résonance photonique aussi étroite spectralement grâce à une pompe optique suggère immédiatement l'utilisation de cette propriété pour réaliser de la commutation optique. Pour connaître les potentialités d'un tel système l'étude de la dynamique de l'effet non linéaire à l'origine de ce déplacement est alors nécessaire.

3.3. Dynamique de l'effet non linéaire et application à la commutation ultra-rapide [Raineri2004-5]

3.3.1. Etude de la dynamique

Afin de caractériser la dynamique de l'effet non linéaire à l'origine du déplacement en longueur de la résonance photonique, la réflectivité de l'échantillon est mesurée en fonction du retard entre la pompe et la sonde. Ce retard peut être modifiée expérimentalement grâce à la ligne à retard se trouvant sur la trajectoire du faisceau de sonde (voir Figure 4.30). On a représenté sur le Figure 4.35 le spectre de réflectivité du CP 2D étudié pour plusieurs valeurs du retard entre la pompe et la sonde, Δt .

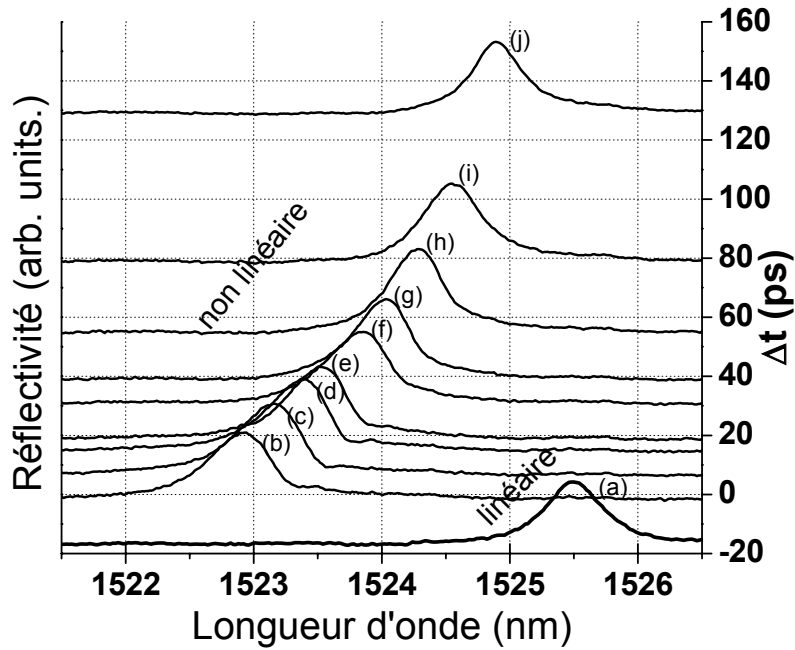


Figure 4.35. Spectres de réflectivité pour différentes valeurs du retard entre la pompe et la sonde. Lorsque $\Delta t < 0$, la sonde arrive avant la sonde et lorsque $\Delta t > 0$, la sonde arrive après la pompe. La courbe (a) obtenue pour un retard $\Delta t = -16$ ps correspond à la réflectivité linéaire. La retard correspondant aux autres courbes est: (b) $\Delta t = 0$ ps; (c) $\Delta t = 8$ ps; (d) $\Delta t = 16$ ps; (e) $\Delta t = 20$ ps; (f) $\Delta t = 32$ ps; (g) $\Delta t = 40$ ps; (h) $\Delta t = 56$ ps; (i) $\Delta t = 80$ ps; (j) $\Delta t = 130$ ps; La valeur de l'intensité de pompe est fixée à 1.6 kW/cm^2 .

Lorsque Δt est inférieur à 0, la sonde arrive avant la pompe, donc avant l'injection de porteurs dans le matériau. C'est pourquoi, le spectre que la courbe (a) matérialise, correspond à la réflectivité dans le régime linéaire. Remarquons que la structure étudiée n'est pas identique à la structure du 3.2. La

longueur d'onde de résonance est ici mesurée à 1525.2nm et sa largeur à mi-hauteur est de 0.6nm. Il s'agit de la même hétérostructure mais le facteur de remplissage en air du réseau graphite de ce CP 2D est légèrement différent.

Lorsque la sonde arrive en même temps que la sonde (courbe (b) $\Delta t=0$ ps), la résonance est déplacée spectralement vers le bleu de 2.6nm par rapport à sa position dans le régime linéaire. Comme nous l'avons vu précédemment, l'importance de ce déplacement dépend de l'intensité du pompage. Dans ce cas, l'intensité de pompe est fixée à 1.6kW/cm^2 . L'établissement de l'effet non linéaire est ici très rapide et dépend du recouvrement temporel des impulsions de sonde et de pompe. Les courbes (c) à (j) correspondent à des spectres mesurés à des valeurs croissantes du retard. Il est clair que, lorsque Δt augmente, le déplacement de la résonance diminue. Ceci est dû au fait que la structure est sondée alors qu'une partie des porteurs créés par la pompe a relaxé, impliquant une diminution du changement d'indice induit. Le retard requis pour obtenir à nouveau la résonance dans sa position linéaire dépend bien sûr de la durée de vie des porteurs dans le semiconducteur. Dans cette expérience, la ligne de retard n'est pas assez longue pour obtenir le retour complet de la résonance dans sa position linéaire.

L'étude de la dynamique du processus non linéaire est réalisée pour plusieurs valeurs d'intensité de pompe afin de connaître l'influence de cette dernière. L'évolution du déplacement de la résonance en fonction du retard est tracée pour les intensités de pompe $I_{\text{pompe}}=0.43\text{kW/cm}^2$, $I_{\text{pompe}}=2.5\text{kW/cm}^2$ et $I_{\text{pompe}}=5.6\text{kW/cm}^2$ sur la Figure 4.36 respectivement avec des triangles, des cercles et des carrés. .

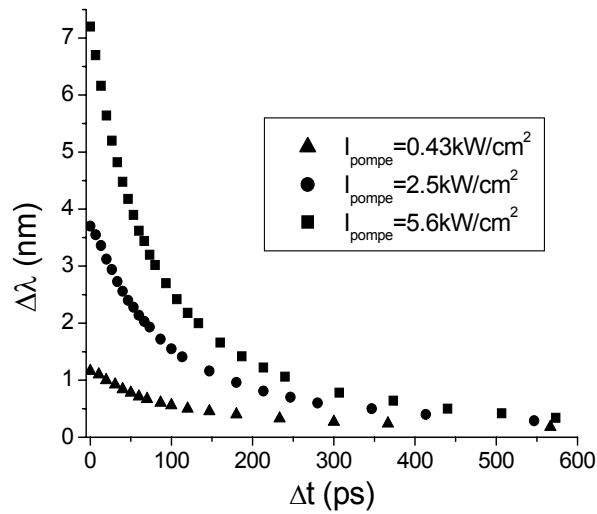


Figure 4.36. Déplacement en longueur d'onde de la résonance vers le bleu en fonction du retard pompe-sonde pour les intensités de pompes $I_{\text{pompe}}=0.43\text{kW/cm}^2$ (triangles), $I_{\text{pompe}}=2.5\text{kW/cm}^2$ (cercles) et $I_{\text{pompe}}=5.6\text{kW/cm}^2$ (carrés).

Comme prévu, le déplacement maximum observé dans chaque cas augmente avec l'intensité de la pompe et décroît exponentiellement avec le retard lorsque celui-ci est inférieur à 180ps. Lorsque l'intensité de la pompe est augmentée, cette décroissance devient de plus en plus rapide. Le retard, τ ,

correspondant à une diminution du déplacement de $1/e$ par rapport à sa valeur maximale est mesuré en fonction de l'intensité de pompe et tracé sur la Figure 4.37.

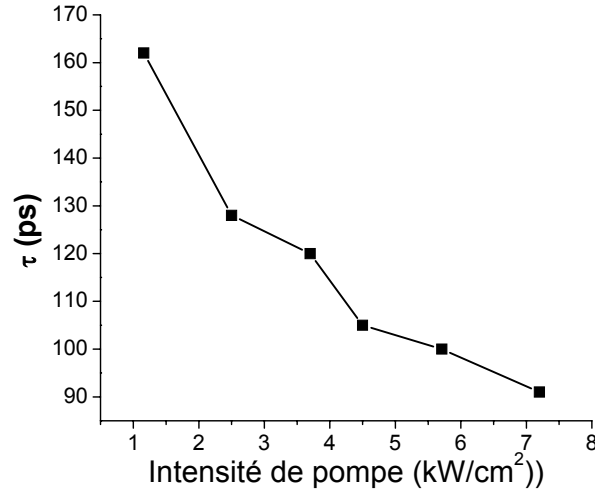


Figure 4.37. Retard correspondant à une diminution du déplacement de $1/e$ par rapport à sa valeur maximale en fonction de l'intensité de pompe.

τ varie de 162ps à 91ps lorsque l'intensité de pompe varie de 1.1 kW/cm^2 à 7.4 kW/cm^2 . Ceci est dû à la fois à la recombinaison bimoléculaire et à la recombinaison stimulée des porteurs qui dépend de l'intensité de la pompe. De l'amplification est en effet observée lorsque l'intensité est supérieure à 5.6 kW/cm^2 ce qui implique que le temps de relaxation des porteurs est partiellement déterminé par leur recombinaison stimulée.

3.3.2. Application à la commutation ultra-rapide

La rapide décroissance exponentielle du déplacement en fonction du retard que l'on observe lorsque l'échantillon est pompé avec suffisamment d'intensité, suggère immédiatement son utilisation pour réaliser un interrupteur optique. L'opération de commutation peut être mise en oeuvre en utilisant deux positions non linéaires de la résonance située dans ce régime, une position que l'on désignera comme l'état "on" (marche) de l'interrupteur et l'autre comme l'état "off" (arrêt). Ces deux états doivent être séparés spectralement d'au moins une largeur à mi-hauteur de la résonance afin d'assurer un bon contraste on/off lors de la commutation.

Fixons, par exemple, l'état "on" à 1523nm et l'état "off" à 1523.6nm, une largeur à mi-hauteur de résonance plus loin vers le rouge. Cette situation est résumée dans la Figure 4.38. Ces deux positions de la résonance sont obtenues en pompant l'échantillon avec une intensité de 1.6 kW/cm^2 pour l'état "on" et de 1.17 kW/cm^2 pour l'état "off". Afin de déterminer le temps de commutation et le contraste on/off que l'on peut obtenir avec ce système, on réalise l'expérience pompe-sonde en fixant l'intensité de pompe à 1.6 kW/cm^2 et on mesure la réflectivité différentielle, $\Delta R/R$, à 1523nm et à 1523.6nm en fonction du retard. La réflectivité différentielle est définie de la manière suivante:

$$\Delta R/R = [R(I_{\text{pompe}}) - R(0)]/R(0) \quad (4.6)$$

où $R(I_{\text{pompe}})$ et $R(0)$ sont les réflectivités mesurées à la longueur d'onde nous intéressant lorsque la pompe est présente et absente respectivement.

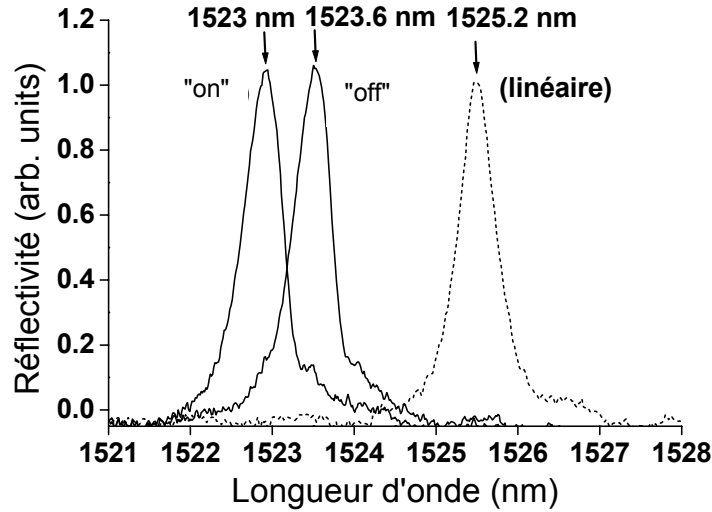


Figure 4.38. Spectres de réflectivité obtenus pour les puissances de pompe 1.6 kW/cm^2 (courbe "on") et 1.17 kW/cm^2 (courbe "off"). La courbe en pointillés correspond à la réflectivité dans le régime linéaire. Tous les spectres sont normalisés au maximum de réflectivité mesuré dans le régime linéaire.

Les résultats de ces mesures sont tracés sur la Figure 4.39.

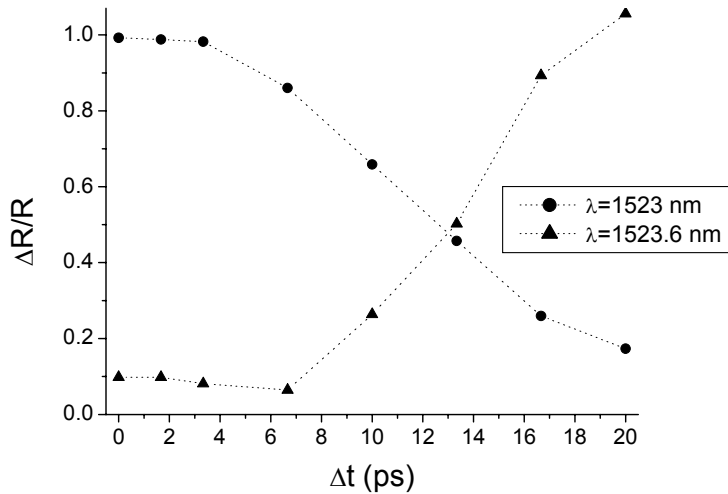


Figure 4.39. Mesure de la réflectivité différentielle en fonction du retard pompe à 1523.6 nm (triangles) et à 1523 nm (cercles) lorsque l'intensité de pompe est fixée à 1.6 kW/cm^2

Lorsque le retard est nul, l'interrupteur est dans la position "on", et, comme on peut le voir sur la Figure 4.39, $\Delta R/R$ vaut 1 à 1523 nm et 0 à 1523.6 nm . Lorsque le retard est augmenté, le système est

sondé alors qu'il est en train de relaxer. On trouve que le système relaxe de l'état "on" vers l'état "off" en 20ps. Ceci assure un contraste on/off en réflectivité à la longueur d'onde 1523nm de 85%. Si l'on désire ensuite remettre le système dans l'état "on", une impulsion de pompe d'intensité $\Delta I_{\text{pompe}} = (1.6 - 1.17) = 0.43 \text{ kW/cm}^2$ supplémentaire doit être envoyée sur l'échantillon. Bien entendu, des temps de commutation moins rapide peuvent être obtenus en séparant l'état "on" et l'état "off" de plus d'une largeur à mi-hauteur de la résonance.

La longueur d'onde de l'état "on" peut être choisie dans toute la gamme d'accordabilité du CPs 2D (ici 1524.8nm-1517.8nm) mais les caractéristiques de la commutation (temps et contraste) sont changées. Ces caractéristiques sont mesurés dans 4 cas correspondant aux intensités de pompe suivantes: 1.6 kW/cm^2 , 2.7 kW/cm^2 , 4.25 kW/cm^2 , 5.45 kW/cm^2 . On a reporté dans le tableau ci-dessous, pour ces quatre cas, la longueur d'onde de l'état "on", λ_{on} , le temps de commutation vers l'état off se trouvant une largeur à mi-hauteur vers le rouge, τ_c , et le contraste en réflectivité, C, à la longueur d'onde λ_{on} obtenue.

	$I_{\text{pompe}} = 1.6 \text{ kW/cm}^2$	$I_{\text{pompe}} = 2.7 \text{ kW/cm}^2$	$I_{\text{pompe}} = 4.25 \text{ kW/cm}^2$	$I_{\text{pompe}} = 5.45 \text{ kW/cm}^2$
λ_{on} (nm)	1523	1521.9	1520.9	1519.9
τ_c (ps)	20	13	10	6.6
C	0.83	0.82	0.76	0.67

Le temps de commutation le plus rapide est obtenu lorsque $\lambda_{\text{on}} = 1519.9 \text{ nm}$ ($I_{\text{pompe}} = 5.45 \text{ kW/cm}^2$). On mesure alors $\tau_c = 6.6 \text{ ps}$ et un contraste en réflectivité de 67 %.

3.3.3. Conclusion

Nous avons démontré que des interrupteurs optiques ultra-rapides opérant aux longueurs d'onde dites "telecom" peuvent être réalisés en combinant les CPs, qui permettent la réalisation de filtres optiques très étroits spectralement, aux non linéarités dynamiques des semiconducteurs. Dans le système étudié, ces effets non linéaires sont utilisés pour déplacer spectralement un mode photonique modifiant ainsi la réflectivité de la structure. La durée de l'effet dépend de la durée de vie des porteurs dans les puits quantiques d'InAsP créés par l'excitation optique. Ce temps est de l'ordre de plusieurs centaines de picoseconde, ce qui est beaucoup trop long pour les applications envisagées. Afin de contourner ce problème, notre idée est de réaliser un interrupteur optique entre deux positions non linéaires du mode photonique pour profiter de la recombinaison stimulée des porteurs qui est beaucoup plus rapide. De cette manière nous avons trouvé des temps de commutation aussi rapide que 6.6ps avec des contrastes observés en réflexion de 67%.

Une autre façon de réduire ces temps de commutation consiste à réduire la durée de vie des porteurs dans le matériau. Dans le cas de l'InP, des études s'intéressent à l'effet d'un bombardement ionique à haute énergie sur cette durée de vie et de son application pour la conception de dispositif ultra-rapide [Mangeney1998]. Dans le cas de l'AlGaAs, la durée de vie des porteurs peut être fortement altérée

par la gravure sèche. Dans la suite nous allons montrer que cette propriété peut être exploitée pour réaliser un interrupteur optique ultra-rapide.

3.4. Démonstration dans les CPs 2D en AlGaAs

Nous proposons ici de déplacer spectralement un mode photonique d'un CP 2D en $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ en utilisant les non linéarités dynamiques du matériau et d'étudier la dynamique de l'effet. Dans ce matériau, il est bien connu que les porteurs se recombinent très rapidement de façon non radiative dans les défauts cristallins (par exemple pollution du matériau par la gravure sèche) [Bourdon2000]. Cette propriété présente des inconvénients dans certains types d'application comme l'obtention d'effet laser, mais apparaît comme un avantage dans le cadre de notre étude sur l'obtention d'effets non linéaires ultra-rapides.

3.4.1. Description de l'échantillon

Nous avons conçu et fabriqué au laboratoire un CP 2D de type réseau triangulaire de trous dans une fine couche d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (épaisseur 240 nm) incorporant 4 puits quantiques de GaAs. Cette couche se trouve au dessus d'une couche d'oxyde d'aluminium (AlOx) d'épaisseur $1\mu\text{m}$ permettant une évacuation de la chaleur meilleure sans compromettre le bon confinement du champ électromagnétique dans l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (fort contraste d'indice conservée). La Figure 4.40 représente schématiquement l'empilement des couches de l'hétérostructure.

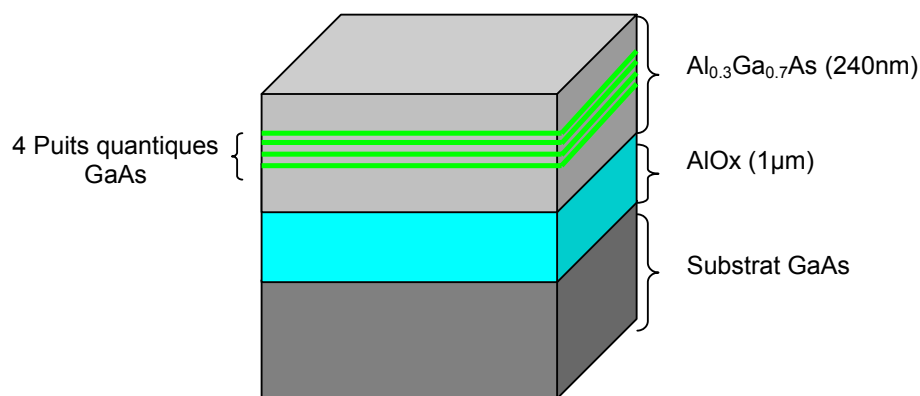


Figure 4.40. Représentation schématique de l'hétérostructure

Le spectre de photoluminescence des puits quantiques est tracé sur la Figure 4.41. Les détails de la fabrication de ce type de structure peuvent être trouvés dans la Partie II au 4.

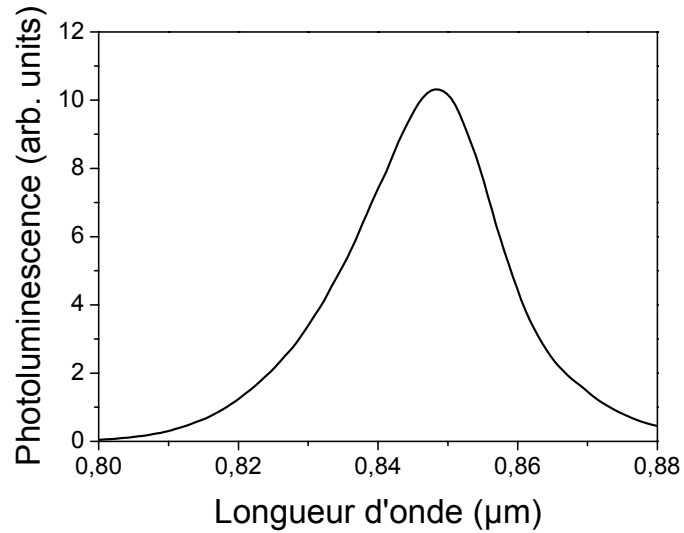


Figure 4.41. Spectre de photoluminescence à température ambiante mesuré hors des structures photoniques.

Le facteur de remplissage en air du réseau triangulaire de trous est fixé à $f=0.3$. On a tracé sur la Figure 4.42 le diagramme de bandes de la structure photonique étudiée.

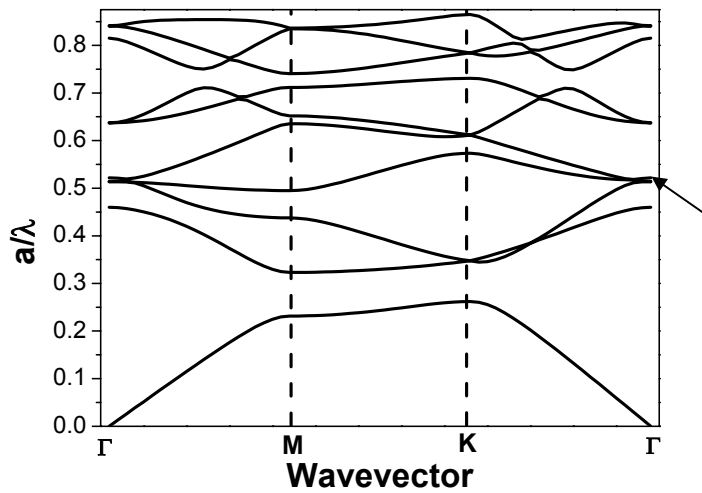


Figure 4.42. Diagramme de bande du CP 2D de type réseau triangulaire de trous avec $f=0.3$.

La période du réseau a est choisie égale à 810nm de façon à placer le mode indiqué par la flèche sur la figure à $1.5\mu\text{m}$. Ce mode se trouve alors à 650nm vers le rouge du maximum de photoluminescence, très loin dans la zone de transparence de l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ et du GaAs.

3.4.2. Description de l'expérience et mesure du déplacement spectral

L'échantillon est placé dans le montage expérimental pompe-sonde décrit dans la Figure 4.30. La réflectivité linéaire de l'échantillon est mesurée en détectant la réflexion des impulsions de l'OPO sur l'échantillon sans envoyer la pompe. Le spectre de réflectivité linéaire est représenté sur la Figure 4.43 par la courbe noire. On peut observer dans le spectre une résonance assez étroite à la longueur d'onde 1488nm. Cette résonance témoigne de la présence d'un mode photonique au point Γ du diagramme de bande ayant une faible vitesse de groupe. Notons l'assez bon accord en longueur d'onde entre la théorie et l'expérience.

Lorsque la pompe est aussi incidente sur l'échantillon et lorsque le retard pompe sonde est positif (la sonde arrive après la pompe), la résonance se déplace spectralement vers le bleu. Comme dans le cas de l'InP, ceci vient de la dépendance de l'indice de réfraction du matériau avec la densité de porteurs créés.

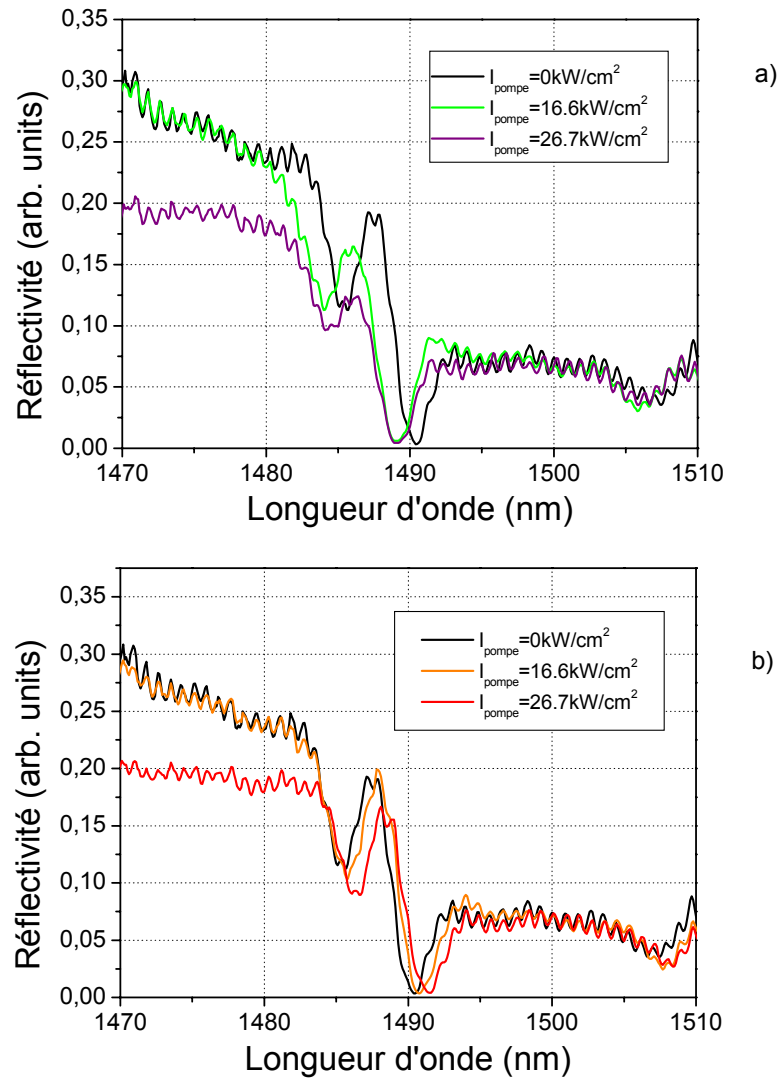


Figure 4.43. Spectres de réflectivité de la structure étudiée pour différentes intensités de pompe: $I_{\text{pompe}}=0\text{ kW/cm}^2$, $I_{\text{pompe}}=16.6\text{ kW/cm}^2$, $I_{\text{pompe}}=26.7\text{ kW/cm}^2$. a) dans le cas où $\Delta t=0.3\text{ ps}$. b) dans le cas où $\Delta t=-0.85\text{ ps}$.

Les spectres de réflectivité de l'échantillon lorsque l'intensité de pompe vaut 16.6kW/cm^2 et 26.7kW/cm^2 sont représentés sur la Figure 4.43.a respectivement en vert et en violet. Le maximum de déplacement observé est ici de l'ordre de 2nm. Ces courbes sont tracées pour un retard pompe sonde égal à 0.3ps pour lequel on obtient le maximum de déplacement.

Remarquons que ce déplacement est inférieur au déplacement observé précédemment dans le cas des CPs 2D percés dans une couche d'InP incorporant des puits quantiques. Ceci vient du fait que, dans le cas présent, la résonance se trouve beaucoup plus loin dans la zone de transparence des puits quantiques: dans cette région, les variations d'indice en fonction de la densité de porteurs créés étant moins importantes.

Dans le cas où la pompe arrive après la sonde (Δt inférieur à zéro), la résonance se déplace spectralement vers le rouge. Ceci n'est pas dû aux effets des porteurs mais aux effets thermiques. Ce déplacement augmente lorsque l'intensité de pompe augmente. Le spectre de réflectivité de l'échantillon est tracé dans ce cas sur la Figure 4.43.b en orange et en rouge lorsque l'intensité de pompe est fixée à 16.6kW/cm^2 et 26.7kW/cm^2 . Un déplacement maximum d'environ 2nm est observé. Ceci signifie que, dans le système CP 2D $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ sur AlOx , la chaleur n'est pas complètement évacuée.

3.4.3. Dynamique de l'effet et application à la commutation ultra-rapide

Afin de caractériser la dynamique des effets à l'origine du déplacement en longueur de la résonance photonique, la réflectivité de l'échantillon est mesurée en fonction du retard entre la pompe et la sonde. Le zéro de retard (pompe et sonde arrivant en même temps sur l'échantillon) est déterminé en utilisant un cristal non linéaire de BBO (beta barium borate) pour réaliser la somme de fréquence avec les faisceaux de pompe et de sonde. L'effet non linéaire est ici instantané et dépend du recouvrement temporel entre les impulsions de pompe et de sonde. Le maximum de l'intensité du signal mesuré à 526nm correspond alors au zéro de retard. Lorsque le retard est négatif, la pompe arrive avant la sonde et quand il est positif, la sonde arrive après la pompe.

La réflectivité différentielle de l'échantillon, $\Delta R/R_0$, dont la définition est donnée par (4.1), est tracée à la longueur d'onde 1491.5nm sur la Figure 4.44.a et la Figure 4.45 en fonction du retard pompe-sonde pour différentes valeurs de l'intensité de pompe. Cette mesure permet d'étudier la variation de la réflectivité à cette longueur d'onde en fonction du retard pompe-sonde et de déduire les caractéristiques importantes d'un interrupteur optique basé sur ce système comme le temps de commutation et le contraste on/off. La longueur d'onde d'étude est choisie de façon à avoir un écart important en réflectivité lorsque Δt passe d'une valeur négative à une valeur positive. Etant donnée la longueur d'onde choisie, lorsque la résonance se déplace spectralement vers le rouge par rapport à sa position dans le régime linéaire, $\Delta R/R_0$ est négatif, et lorsque elle se déplace vers le bleu, $\Delta R/R_0$ est positif. Ceci peut être vérifié sur la Figure 4.44.b, dans le cas où l'intensité de pompe est fixée à 16.6kW/cm^2 .

Lorsque la pompe arrive bien avant la sonde, la réflectivité de l'échantillon est gouvernée par les effets thermiques et $\Delta R/R_0$ est négatif.

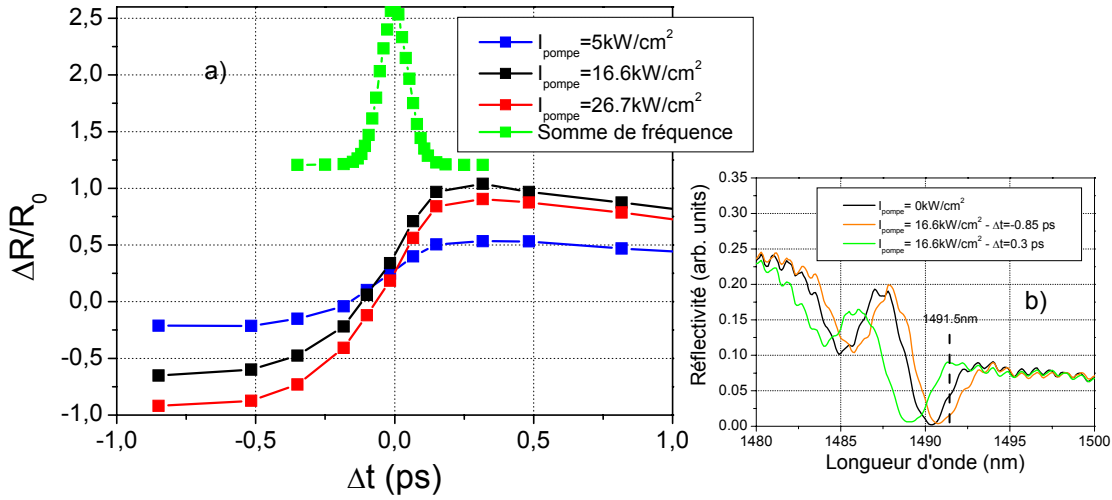


Figure 4.44. a) Mesure de la réflectivité différentielle en fonction du retard pompe-sonde pour différentes intensités de pompe: $I_{\text{pompe}} = 5 \text{ kW/cm}^2$, $I_{\text{pompe}} = 16.6 \text{ kW/cm}^2$, $I_{\text{pompe}} = 26.7 \text{ kW/cm}^2$. L'intensité du signal à 526 nm généré en utilisant le cristal de BBO est aussi tracé en fonction du retard pompe-sonde. b) Spectres de réflectivité de l'échantillon lorsque $I_{\text{pompe}} = 0 \text{ kW/cm}^2$, et $I_{\text{pompe}} = 16.6 \text{ kW/cm}^2$ pour deux valeurs du retard pompe-sonde, $\Delta t = -0.85 \text{ ps}$ et $\Delta t = -0.3 \text{ ps}$. La longueur d'onde 1491.5 nm est celle choisie pour la mesure de la réflectivité différentielle de a).

Pour toutes les intensités de pompe choisies dans notre étude, $\Delta R/R_0$ augmente brusquement lorsque Δt approche zéro. $\Delta R/R_0$ passe alors d'une valeur négative à une valeur positive. La réflectivité passe de sa valeur minimale à sa valeur maximale en un temps extrêmement court égal à 0.75 ps.

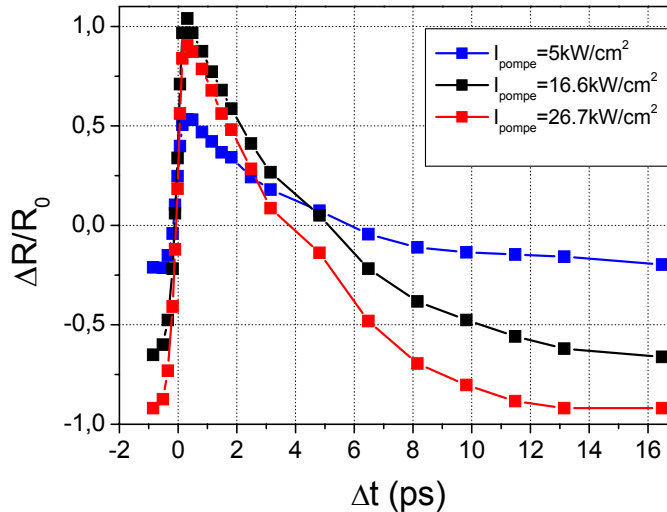


Figure 4.45. Mesure de la réflectivité différentielle en fonction du retard pompe-sonde pour différentes intensités de pompe: $I_{\text{pompe}} = 5 \text{ kW/cm}^2$, $I_{\text{pompe}} = 16.6 \text{ kW/cm}^2$, $I_{\text{pompe}} = 26.7 \text{ kW/cm}^2$.

On appelle ce temps, le temps de montée de l'interrupteur. Bien entendu, le changement de réflectivité est d'autant plus important que l'intensité de pompe utilisée est grande.

Lorsque le retard pompe-sonde est augmenté (voir Figure 4.45), les porteurs créés par la pompe relaxent en partie. Le déplacement spectral vers le bleu de la résonance diminue entraînant alors la diminution de $\Delta R/R_0$. $\Delta R/R_0$ redevient négatif et atteint la valeur observée pour le retard $\Delta t = -0.85\text{ps}$ au bout de 13ps. Ceci signifie que la résonance ne revient pas dans sa position linéaire. Le temps caractéristique de relaxation des effets thermiques étant de l'ordre de la milliseconde, le système ne peut pas retourner dans son régime linéaire avant l'arrivée d'une autre impulsion de pompe (ici au bout de 12ns). Notons que la présence des effets thermiques est ici un avantage car ils permettent d'accroître la valeur du contraste en réflectivité entre les positions on et off de l'interrupteur optique réalisable avec ce système.

Le temps de 13ps constitue aussi une mesure de la durée des porteurs créés par la pompe dans le matériau. Ce temps est environ 100 fois plus petit que les temps usuellement mesurés dans ce genre de puits quantiques. Ceci confirme que la gravure du matériau à des échelles inférieures au micron, permet de réduire considérablement la durée de vie des porteurs dans les puits quantiques de GaAs dans l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

3.4.4. Conclusion

Nous avons démontré que la recombinaison non radiative rapide des porteurs dans le GaAs peut être utilisé de façon avantageuse pour réaliser des interrupteurs optiques ultra-rapides à base de CPs 2D. Nous avons conçu, fabriqué et réalisé expérimentalement un interrupteur optique opérant à la longueur d'onde 1491.5 nm (près des longueurs d'ondes dites "télécoms") en utilisant les propriétés dispersives des CPs 2D. Des temps de commutation aussi rapides que 14ps (montée et descente) ont été mesurés avec des contrastes importants.

3.5. Conclusion et comparaison avec d'autres études

Durant ce travail de thèse, nous nous sommes attachés à démontrer que les non linéarités dynamiques du troisième ordre des semiconducteurs III-V peuvent être utilisées pour accorder en longueur d'onde la réponse optique des cristaux photoniques bidimensionnels. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux CPs 2D réalisés soit dans une fine couche d'InP incorporant des puits quantiques soit dans une fine couche d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ incorporant aussi des puits quantiques, ces échantillons étant fabriqués au LEOM pour l'InP et au LPN pour l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

Nous avons vu que le contrôle de la partie réelle de la susceptibilité non linéaire dans ces matériaux par l'intermédiaire d'une pompe optique créant des porteurs libres, permet de déplacer les modes photoniques de ces structures périodiques. Dans le cas des CPs 2D en InP, des déplacements supérieurs à 8nm ont été mesurés. Une étude expérimentale de la dynamique temporelle de ces

déplacements spectraux, nous a permis de tirer les caractéristiques d'éventuels interrupteurs optiques basés sur ces systèmes comme le temps de commutation et le contraste entre les états on et off. La longueur d'onde d'opération de ces systèmes est choisie autour de $1.5\mu\text{m}$. La rapidité de ces interrupteurs est gouvernée par le temps de relaxation des porteurs dans le matériau. Pour les CPs 2D en InP, étant donné que ce temps de relaxation est de l'ordre de plusieurs centaines de picosecondes, une astuce basée sur l'utilisation de la recombinaison stimulée des porteurs nous a permis de mesurer des temps de commutation inférieurs à 10ps avec des contrastes en réflectivité supérieurs à 80%. Dans le cas des CPs 2D en $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, la recombinaison non radiative rapide des porteurs provoquée par la pollution du matériau aux interfaces des trous gravés, peut être utilisée de façon avantageuse pour réduire les temps de commutations. Des temps de commutations (montée+descente) aussi courts que 14ps ont été mesurés au laboratoire avec aussi de très bons contrastes en réflectivité.

Comme nous l'avons déjà mentionné, ce type d'études a aussi été réalisé récemment par d'autres équipes de recherche dans le monde mais de manières différentes. Une brève description des meilleurs résultats publiés est donné afin de pouvoir situer notre travail vis à vis de ces travaux:

- Dans [Bristow2003], tout comme dans notre travail, un mode photonique d'un CP 2D en GaAs est déplacé en injectant optiquement des porteurs. La lumière étant envoyée sur l'échantillon en incidence oblique, la présence du mode photonique est marquée dans le spectre de réflectivité par une large résonance (environ 10nm de largeur à mi-hauteur). Les auteurs montrent que le temps de commutation est de l'ordre de 15ps avec des changements de réflectivité de l'ordre de 27% à la longueur d'onde 877nm. La fluence de la pompe utilisée est ici de $2.3\text{mJ}/\text{cm}^2$ à comparer avec celles que nous utilisons: $55\mu\text{J}/\text{cm}^2$ au maximum dans le cas de l'InP et $300\mu\text{J}/\text{cm}^2$ maximum dans le cas de $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

- Dans [Baba2003], la fréquence de résonance d'une cavité planaire à base de CP 2D en GaInAsP est déplacée en excitant optiquement la structure. Une accordabilité de 5.6nm est obtenue autour de la longueur d'onde 1536nm. Cependant étant donné que les auteurs utilisent un CP 2D sur membrane suspendue dans l'air, les effets thermiques deviennent rapidement prépondérant et limitent la gamme spectrale d'accordabilité.

- Dans [Leonard2003], les auteurs s'intéressent au déplacement du bord de gap d'un CP 2D en silicium autour de la longueur d'onde $1.9\mu\text{m}$ en excitant optiquement la structure. Une étude de la réflectivité différentielle de l'échantillon est aussi réalisée en utilisant un montage de type pompe-sonde. Cependant, les auteurs ne se sont intéressés qu'au temps de montée qui dépend du recouvrement temporel de la pompe et de la sonde.

Si le contrôle de la partie réelle de la susceptibilité non linéaire des semiconducteurs III-V, est intéressant pour déplacer spectralement les modes photoniques à volonté, le contrôle de la partie imaginaire peut être utilisé pour une autre fonctionnalité toute aussi nécessaire pour le traitement de données: l'amplification.

4. Amplification dans les CPs 2D [Raineri2004-6]

L'amplification est une autre fonction active nécessaire pour la transmission et le traitement de données. Etant donné que la propagation d'un signal optique s'accompagne toujours de pertes plus ou moins grandes suivant le système, la régénération en amplitude de ce signal est souvent un passage obligé si l'on désire le transmettre sans erreur. Un amplificateur s'avère alors très utile. Par exemple, dans les systèmes de transmission par fibres optiques, des amplificateurs de type EDFA (Erbium Doped Fibre amplifier) sont intercalés entre deux tronçons de fibre optique afin de rétablir l'intensité du signal au niveau désiré. Dans le cas des CPs 2D en semiconducteur III-V, les pertes de propagation sont importantes et limitent souvent les applications. On peut citer par exemple la mesure de pertes de propagation de l'ordre de 100dB/mm dans des guides W1 en InP/InGaAsP/InP [Talneau2002]. Dans les briques de bases de l'optique intégrée reposant sur les CPs 2D, on peut alors penser à réaliser un amplificateur pouvant compenser ces pertes. A notre connaissance, aucun amplificateur à base de CPs 2D, n'a été réalisé. Cependant, en théorie, la réduction de la vitesse de groupe en bord de gap photonique et aux points de haute symétrie Γ de la zone de Brillouin peut être avantageusement utilisée pour amplifier la lumière. La structure doit, en effet, être conçue de façon à positionner un de ces modes à faible vitesse de groupe dans la gamme spectrale de gain du milieu utilisé. Les mécanismes de ce type d'amplification sont décrits en détail dans [Sakoda1999].

L'amplification est étudiée dans un CP 2D percé dans une fine membrane de semiconducteur III-V incorporant des puits quantiques comme matériau à gain. Le CP 2D est conçu de façon à ce qu'un mode photonique à faible vitesse de groupe se trouve dans la région spectrale de gain des puits quantiques. Un signal de sonde est injecté dans ce mode en même temps qu'une pompe optique crée des paires électrons-trous dans les puits quantiques. La recombinaison radiative des paires électrons-trous est alors stimulée par la sonde. Il en résulte une amplification du signal de sonde dont l'importance dépend de la diminution de la vitesse de groupe engendrée par la structuration de la matière.

4.1. Description de l'échantillon et du montage expérimental

L'échantillon utilisé est l'échantillon EP 791n9bg décrit au 2.1.1. Il s'agit d'un CP 2D de type réseau graphite de trous percé dans une membrane d'InP incorporant 4 puits quantiques d'InAsP dont le pic d'émission est centré à 1510nm. Cette membrane est reportée sur un substrat de silicium via une couche de silice afin d'assurer une bonne évacuation de la chaleur sans compromettre le fort contraste d'indice et donc le bon confinement de la lumière dans la direction parallèle à l'axe des trous. Les paramètres du réseau sont choisis pour placer un mode à faible vitesse de groupe au point Γ (direction parallèle à l'axe des trous) dans la région spectrale de gain des puits quantiques.

L'échantillon est étudié en utilisant le montage pompe-sonde dont une représentation schématique se trouve sur la Figure 4.30. L'échantillon est pompé optiquement afin de créer des paires électrons trous. Ceci a pour conséquence de modifier la susceptibilité non linéaire des puits quantiques et plus particulièrement sa partie imaginaire, qui décrit l'absorption ou le gain dans le matériau. Cette modification se fait d'une manière analogue à celle présentée sur la Figure 1.14 qui décrit la variation de l'absorption de puits quantiques d'AlGaAs en fonction de l'intensité de l'excitation, mais à d'autres énergies. On peut voir que l'absorption du matériau change de signe à partir d'une certaine intensité d'excitation et se transforme en gain. Les impulsions de sonde permettent de mesurer la réflectivité de la structure dans le régime linéaire (sans pompe) et dans le régime d'amplification. Le retard pompe-sonde est fixé de façon à maximiser l'amplification de la sonde.

4.2. Mesure de l'amplification

Le spectre de réflectivité linéaire (sans pompe) est représenté sur la Figure 4.46. en trait fin. Il s'agit de la même mesure que celle de la Figure 4.22. On observe alors une résonance de largeur à mi-hauteur 1.2nm à la longueur d'onde 1575nm.

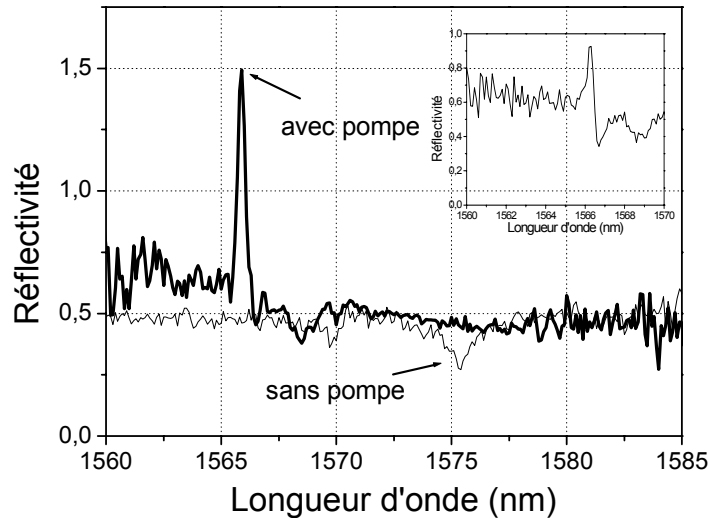


Figure 4.46. Spectres de réflectivité pour plusieurs intensités de pompe. La courbe en trait fin représente le spectre obtenu sans pompe. La courbe en trait épais représente le spectre obtenu lorsque $I_{\text{pompe}}=3.3\text{kW/cm}^2$. L'encadré montre le spectre de réflectivité lorsque $I_{\text{pompe}}=2.95\text{kW/cm}^2$

Lorsque la pompe est incidente sur l'échantillon avec une intensité de 3.3kW/cm^2 , la résonance se déplace spectralement vers le bleu d'environ 9nm (voir Figure) et la réflectivité maximale de la structure est supérieure à 1 dans la résonance. La résonance est aussi devenue plus étroite: sa largeur à mi-hauteur vaut alors 0.6nm. On a tracé dans l'encadré de la Figure 4.46. le spectre de réflectivité pour un puissance de pompe légèrement inférieure. Ce spectre correspond au commencement de l'amplification nette, pour lequel l'intensité du signal réfléchi est égale à l'intensité

du signal incident. Le spectre de réflectivité est alors asymétrique autour de la longueur d'onde de la résonance. Ceci signifie que l'on obtient du gain net du côté basse longueur d'onde de la résonance tandis que du côté grande longueur d'onde le signal réfléchi reste inférieur au signal incident. On détermine alors expérimentalement le gain on/off à partir des spectres de réflectivité de la manière suivante:

$$\text{Gain}_{\text{on/off}} = \frac{I(I_{\text{pompe}}, \lambda_{\text{res}}) - I_s(\lambda_{\text{res}})}{I(I_{\text{pompe}} = 0, \lambda_{\text{res}})} \quad (4.7)$$

Où $I(I_{\text{pompe}}, \lambda_{\text{res}})$, $I(I_{\text{pompe}}=0, \lambda_{\text{res}})$ sont les intensités du signal réfléchi avec et sans pompe d'onde et $I_s(\lambda_{\text{res}})$ l'intensité de l'émission spontanée lorsque l'intensité de pompe vaut I_{pompe} . Ces quantités sont mesurées à la longueur d'onde λ_{res} qui correspond au maximum de l'amplification. L'intensité de sonde incidente est ici fixée à 0.4W/cm^2 . Remarquons que la réflectivité de l'échantillon est d'environ 50%, et que, par conséquent, le gain net vaut 3db de moins que le gain on/off. La Figure 4.47. représente le gain on/off en fonction de l'intensité de pompe.

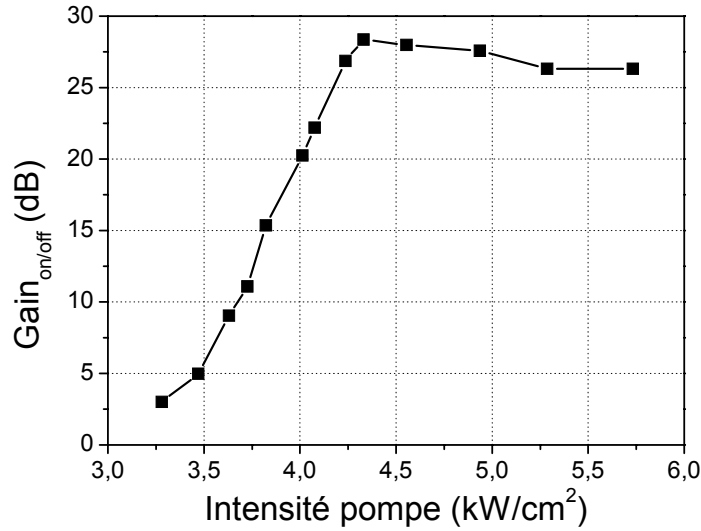


Figure 4.47. Gain on/off en fonction de l'intensité de pompe. L'intensité de la sonde vaut ici 0.4W/cm^2 .

Lorsque l'intensité de pompe est augmentée, le gain on/off croît exponentiellement jusqu'à une valeur de 27dB pour une intensité de pompe $I_{\text{pompe}}=4.2\text{kW/cm}^2$. Au-delà de cette valeur de l'intensité de pompe, le gain on/off sature. Cette valeur de l'intensité de pompe correspond exactement au franchissement du seuil laser (voir Figure 4.8). Le nombre maximum de porteurs est ainsi fixé [Chow1994] dans la structure et par conséquent, le gain maximum du matériau aussi.

Afin de caractériser entièrement cet amplificateur, le gain on/off est aussi étudié en fonction de l'intensité de la sonde.

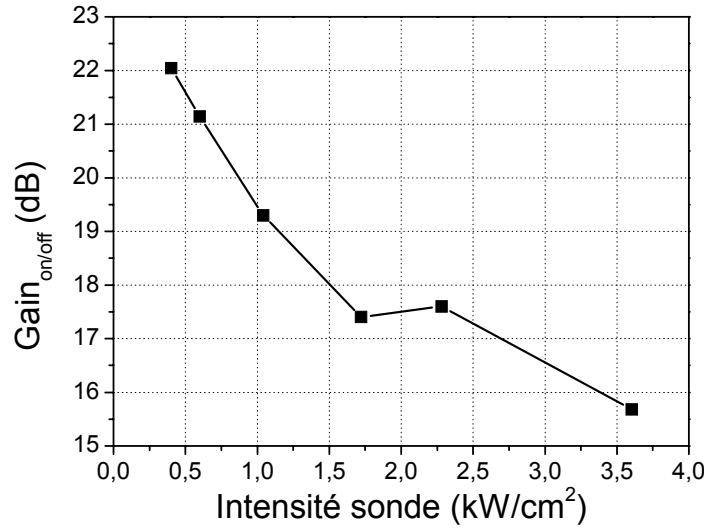


Figure 4.48. Gain on/off en fonction de l'intensité de sonde. L'intensité de pompe est fixée ici à 4.05kW/cm².

Comme on peut le voir sur la Figure 4.48., le gain on/off décroît lorsqu'on augmente l'intensité de la sonde. Cette décroissance vient de la conservation de l'énergie. En supposant que le taux d'absorption de la pompe est α , la conservation d'énergie impose:

$$\alpha \cdot \frac{I_{\text{pompe}}}{\hbar\omega_{\text{pompe}}} \geq \text{Gain}_{\text{on/off}} \cdot \frac{I_{\text{sonde}}}{\hbar\omega_{\text{sonde}}} \quad (4.8)$$

ω_{pompe} et ω_{sonde} sont les fréquences des ondes de pompe et de sonde. On comprend alors que, pour une intensité de pompe fixe, si on augmente l'intensité de sonde, le gain on/off doit diminuer à partir d'une certaine valeur de I_{sonde} pour que la relation (4.7) soit satisfaite.

Dans notre cas, l'intensité de sonde $I_{\text{sonde}}=0.4\text{W/cm}^2$ correspond à l'intensité maximale avant la décroissance du gain on/off lorsque l'intensité de pompe est fixée à 4.05 kW/cm² (Gain_{on/off}=22dB). Cette valeur dépend évidemment de l'intensité de pompe: pour des gains plus faibles, on peut augmenter l'intensité de sonde de façon plus importante avant d'atteindre ce régime.

4.3. Conclusion

Les modes à faible vitesse de groupe des CPs 2D peuvent être utilisés en combinaison des non linéarités dynamiques des semiconducteurs III-V dans le but de réaliser de l'amplification. Nous avons démontré l'amplification d'un faisceau de sonde aux longueurs d'onde télécoms. Le gain on/off maximum mesuré vaut 27dB et est limité par le franchissement du seuil laser. Notons que la bande spectrale d'amplification est ici très limitée (0.6nm).

A notre connaissance, ceci constitue la seule démonstration d'amplification nette dans les CPs 2D. Seule une augmentation de la transmission des guides à défaut W3 a été récemment mesurée en excitant optiquement la structure [Schwoob2004]. Cependant cette augmentation de la transmission n'est clairement pas suffisante pour compenser les pertes de propagation.

5. Conclusion

Dans cette partie, nous avons démontré que le contrôle des non linéarités du troisième ordre des semiconducteurs III-V couplé aux propriétés dispersives uniques des CPs 2D offre tout un panel de fonctionnalités très intéressantes.

Nous nous sommes, tout d'abord, intéressés à la réalisation de sources lasers avec des CPs 2D basés sur le matériau InP. De l'effet laser a été observé autour de la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$ en pompant optiquement des CPs percés dans une fine membrane d'InP incorporant des puits quantiques. De l'émission laser a aussi été obtenue autour de $1.18\mu\text{m}$ dans des CPs 2D gravés profondément dans un guide d'onde à faible contraste d'indice de type InP/GaInAsP/InP. Nous avons utilisé la possibilité qu'offre les CPs 2D de réaliser une ingénierie sophistiquée de la dispersion pour fabriquer une structure en InP résonante à la fois dans la région spectrale de gain du matériau et à la longueur d'onde de la pompe. Nous avons ainsi démontré expérimentalement, en utilisant un tel schéma de pompage, une diminution du seuil laser d'un facteur 10 par rapport à un pompage simple passage.

Ensuite, nous avons décrit nos résultats expérimentaux sur l'accordabilité spectrale des modes photoniques de CPs en InP et en $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Celle-ci est obtenue en modifiant l'indice de réfraction des matériaux en injectant optiquement des porteurs libres dans les semiconducteurs. La meilleure gamme spectrale d'accordabilité est mesurée pour les CPs en InP et vaut 8nm autour de $1.55\mu\text{m}$. Ces déplacements spectraux de mode peuvent être exploités pour réaliser de la commutation optique aux longueurs d'onde dites "telecom". Dans le cas des structures en InP et en $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, des temps de commutation inférieurs à 10ps et 14ps ont été mesurés respectivement.

Enfin, nous avons vu que les modes à faible vitesse de groupe des CPs 2D peuvent être utilisés en combinaison des non linéarités dynamiques des semiconducteurs III-V pour amplifier de la lumière. Une sonde autour de $1.55\mu\text{m}$ a été amplifiée avec succès avec un gain on/off maximum de 27dB.

Conclusion générale et perspectives

Durant ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés au mariage de l'optique non linéaire et des cristaux photoniques uni- et bidimensionnels en semiconducteur III-V. La possibilité de localiser le champ, de gérer sa vitesse de phase et de groupe à l'aide de ces structures constitue des atouts majeurs pour l'exploration des effets non linéaires dont notamment ceux du second et du troisième ordre. A son tour, l'optique non linéaire offre à ces bijoux de la nanotechnologie, de nombreuses potentialités nouvelles comme la conversion de fréquence, l'amplification ou la commutation optique. Pendant cette thèse, nous nous sommes attachés, d'une part, à utiliser les propriétés dispersives uniques de ces structures périodiques pour réaliser des doubleurs de fréquences ultracourts efficaces opérant à 1.55 μm . D'autre part, nous avons étudié la possibilité de réaliser des sources lasers et des amplificateurs, des filtres accordables spectralement et des commutateurs optiques avec ces microstructures en exploitant les propriétés non linéaires du troisième ordre des semiconducteurs III-V. Dans les prochains paragraphes, nous allons rappeler les principaux résultats obtenus dans le cadre de ces deux études et détailler quelques perspectives envisagées pour leur futur.

Conception et fabrication de cristaux photoniques uni- et bidimensionnels pour la génération de seconde harmonique

Conclusion

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 μm . Durant cette thèse, des outils numériques basés sur la méthode 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 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 F et SH avec de faibles pertes, des rendements de l'ordre de 5% peuvent être atteints sur des distances aussi courtes que 5 μm . 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.

Une fois les paramètres des structures déterminés, nous nous sommes investis dans leur fabrication. Des procédés de technologies basés sur les techniques classiques de microélectronique comme la lithographie électronique et la gravure ionique réactives, ont été mis au point au LPN.

Des mesures préliminaires ont été réalisées sur les échantillons fabriquées. Les résultats nous ont permis de conclure sur l'assez bonne qualité des CPs 2D fabriqués mais montrent que ces échantillons ne remplissent pas les conditions pour obtenir l'accord de phase. Les mesures faites sur les guides à CPs 1D montrent que ces structures ne sont pas parfaites. Des travaux sont en cours pour comprendre ces résultats.

Perspectives

Les perspectives envisagées pour ce thème concernent à la fois la conception et la fabrication.

Tout d'abord, des études complémentaires doivent être menées sur les guides à CPs 1D fabriqués afin de comprendre d'où viennent les problèmes. A première vue, il semble que les guides d'onde ne sont pas gravés en profondeur. Le développement d'autres procédés de gravure est peut être nécessaire. Il est envisagé d'utiliser dans ce but le nouveau bâti d'ICP que le LPN vient d'acquérir.

Dans un avenir proche, les guides W1 réalisés vont aussi être fabriqués au laboratoire puis testés. En parallèle un travail de conception devra être effectué pour améliorer le recouvrement modal entre l'onde F et l'onde SH.

L'utilisation des structures périodiques peut être aussi envisagée pour réaliser des doubleurs de fréquences larges bandes, c'est à dire des matériaux où la condition d'accord de phase est satisfaite pour une large gamme de fréquences. C'est l'idée qui est suggérée dans [Tomita2004], où une structuration périodique 1D du matériau est utilisée pour rendre large bande l'accord de phase dans les guides de niobate de lithium quasi-accordés en phase.

Exploitation des non linéarités du troisième ordre des semiconducteurs III-V dans les cristaux photoniques 2D

Conclusion

Le contrôle des non linéarités du troisième dans les semiconducteurs III-V via l'injection de porteurs offre aux CPs de nombreuses fonctionnalités qui peuvent être exploitées pour le traitement de données.

Durant ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à la réalisation de sources lasers en InP en utilisant l'augmentation de la densité de modes optiques qui se produit dans les CPs 2D en bord de bandes interdites dans les directions de haute symétrie. Nous avons observé de l'émission laser autour des longueurs d'onde 1.55 μm et 1.18 μm avec des seuils compris entre 4kW/cm² et 15kW/cm² selon les structures. Dans ce cadre, nous avons aussi démontré expérimentalement que la grande souplesse d'ingénierie de la dispersion qu'offrent les CPs 2D peut être mise à profit pour augmenter

l'interaction d'une pompe optique avec la matière et donc diminuer les seuils d'émission laser. Une telle structure a été fabriquée et montre une diminution du seuil laser d'un facteur 10 par rapport à la même structure pompée en simple passage.

Nous avons investigué ensuite la possibilité d'accorder spectralement la réponse optique de CPs 2D en InP et en $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ en utilisant la dépendance de l'indice de réfraction de ces matériaux avec la densité de porteurs libres. En excitant optiquement ces objets, nous avons constaté que les bandes photoniques peuvent être déplacées spectralement. Une gamme d'accordabilité de 8nm autour de 1540nm a été démontrée dans le cas des CPs 2D en InP. Cette accordabilité peut être utilisée pour réaliser de la commutation optique de signaux. En étudiant la dynamique de ces effets, nous avons vu que des temps de commutation aussi rapides que 10ps peuvent être obtenus.

Enfin, nous avons démontré que les CPs 2D peuvent aussi être utilisés pour amplifier la lumière. Des gains on/off de 27dB ont été observés.

Perspectives

Pour la première fois, grâce aux CPs 2D, l'optique non linéaire semble tenir ses promesses dans sa capacité à servir pour le traitement du signal tout optique. C'est pourquoi dans ce domaine, les perspectives envisagées sont nombreuses.

La première dans notre cas est la réalisation d'un circuit photonique pouvant aiguiller la lumière dans telle ou telle direction suivant notre désir.

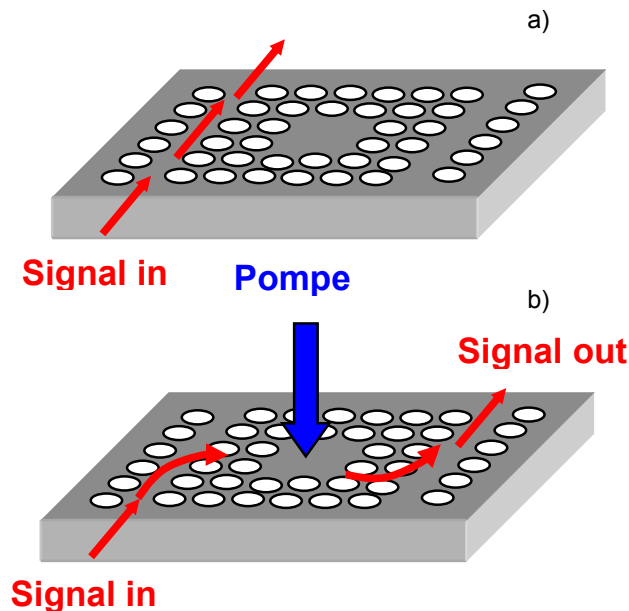


Figure c.1. Représentation schématique d'un système d'aiguillage de la lumière ("spatial router"). a) La lumière incidente dans la structure ne se couple pas à la microcavité et traverse le guide sans perturbation. b) La longueur d'onde de résonance de la microcavité est accordée à celle de la lumière incidente grâce à une pompe optique. La lumière se couple donc dans la microcavité pour passer dans l'autre guide d'onde.

On peut imaginer un système où la lumière est guidée dans deux guides d'onde constitués d'une ou plusieurs rangées de trous manquants dans un réseau de trous. Ces guides sont couplés via l'intermédiaire d'une microcavité. Ce système est représenté sur la Figure c.1. Dans le régime linéaire (Figure c.1.a - sans pompe), la lumière est injectée dans un des guides et traverse la structure sans se coupler dans la microcavité. Lorsqu'une pompe est appliquée à l'échantillon, la longueur d'onde de résonance de la microcavité est modifiée de façon à s'accorder avec la longueur d'onde du signal. De cette façon, la lumière se couple dans la cavité pour ensuite se découpler dans le second guide. On peut alors réaliser un "routeur" optique pour l'optique intégrée.

La deuxième perspective envisagée est la réalisation d'un bistable optique. Il s'agit ici de se servir de l'augmentation de la densité de modes en bord de bandes interdites au point de haute symétrie du cristal, et de la non linéarité d'indice des semiconducteurs pour obtenir un régime de bistabilité de la même manière que cela a été observé dans les microcavités 1D [Kuszelewicz1988]. Des premières mesures de la réponse du CP 2D EP1101 n2c étudiée dans le paragraphe 3 de la Partie IV ont été réalisées en régime femtoseconde en fonction de la puissance du signal incident à la longueur d'onde de la résonance photonique. Les spectres obtenus sont représentés sur la Figure c.2.

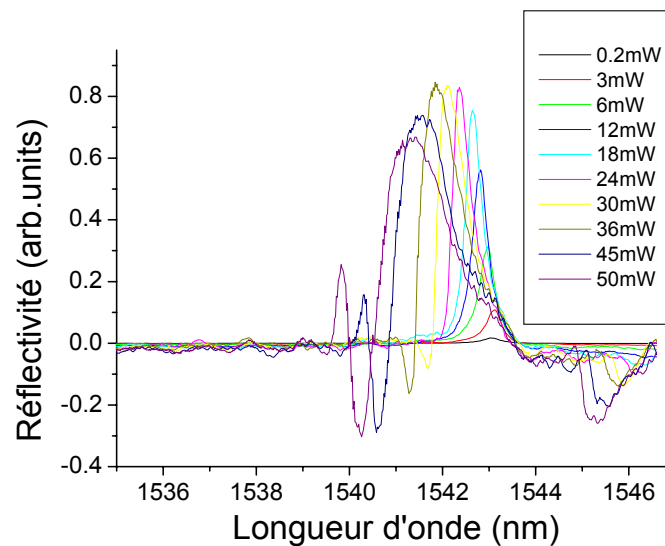


Figure c.2. Réflectivité du CPs 2D EP1101 n2c pour plusieurs puissances de signal.

On peut constater sur cette figure que, lorsque la puissance du signal est augmentée, la résonance photonique se déplace spectralement en se raidissant du côté bleu; Ceci semble être un signe qui indique que le régime de bistabilité peut être atteint. Pour vérifier cela, des mesures en régime nanoseconde doivent être réalisées.

Bibliographie

[Agio2003] M. Agio "Optical Properties and Wave Propagation in Semiconductor-Based Two-Dimensional Photonic Crystals", Ph.D. thesis (2003).

[Agrawal1989] G.P. Agrawal "Nonlinear fiber optics", Academic press, London (1989).

[Armstrong1962] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P.S. Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric", Phys. Rev. **127**, 1918 (1962).

[Astratov1999] V.N. Astratov, I.S. Culshaw, R.M. Stevenson, D.M. Whittaker, M.S. Skolnick, T.F. Krauss, R.M. De La Rue, "Photonic band-structure effects in the reflectivity of periodically patterned waveguides", J. Lightwave Technol. **17**, 2050 (1999).

[Atkin1996] 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).

[Baba2003] T. Baba, M. Shiga, K. Inoshita, F. Koyama, "Carrier plasma shift in GaInAsP photonic crystal point defect cavity", Electron. Lett. **39**, 1516 (2003).

[Balakin1999] 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).

[Bendickson1996] 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).

[Benisty2000] H. Benisty, D. Labilloy, C. Weisbush, S.J.M. Smith, T.F. Krauss, A. Béraud, D. Cassagne, C. Jouanin "Radiation losses of waveguide-based two dimensional photonic crystals: positive role of the substrate", Appl. Phys. Lett. **76**, 532 (2000).

[Berger1997] 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).

[Berger1998] V. Berger, "Nonlinear photonic crystals", Phys. Rev. Lett. **81**, 4136 (1998).

[Bloembergen1970] N. Bloembergen and A.J. Sievers, "Nonlinear optical properties of periodic laminar structures", Appl. Phys. Lett. **17**, 483 (1970).

- [Blanco2000]** A. Blanco, E. Chomski, S. Grabtchak, M. Ibisate, S. John, S.W. Leonard, C. López, F. Meseguer, H. Mínguez, J.P.Mondia, G. Ozin, O. Toader and H.M.van Driel, "Large scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap at 1.5 micrometers" *Nature* **405**, 437(2000).
- [Bogaerts2002]** 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).
- [Bogaerts2004]** W. Bogaerts, D. Taillaert, B. Luyssaert, 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).
- [Bourgeade2000]** 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).
- [Bourdon2000]** G. bourdon, I. Robert, R. Adams, K. Netep, I. Sagnes, J.M. Moison, I. Abraham, "Room temperature enhancement and inihibition of spontaneous emission in semiconductor microcavities", *Appl. Phys. Lett.* **77**,1345 (2000).
- [Bowden1993]** C.M. Bowden, J.P.Dowling, and H.O. Everitt, "Development and applications of materials exhibiting phoyonic band gaps", *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 280 (1993).
- [Boyd1982]** R.W. Boyd "Nonlinear Optics", Academic press. Bostos, (1982).
- [Bristow2003]** A.D. Bristow, J.P.R. Wells, W.H. Fan, A.M. Fox, M.S. Sckolnick, D.M. Whittaker, A. Tahraoui, T.F. Krauss, J.S. Roberts, "Ultrafast nonlinear response of AlGaAs two-dimensional photonic crystal waveguides", *Appl. Phys. Lett.* **83**, 851 (2003).
- [Busch1999]** K. Busch, S. John, "Liquid-Crystal Photonic-Band-Gap Materials: The Tunable Electromagnetic Vacuum" *Phys. Rev. Lett.* **83**, 967 (1999).
- [Butcher1990]** P. N. Butcher, and D. Cotter, "The elements of nonlinear optics" Cambridge University Press (1990).
- [Casey1978]** H. J. Casey Jr, M. B. Panish, "Laser heterostructures" Academic press New York (1978).
- [Centini1999]** M. Centini, C. Sibilia, M. Scalora, G. D'Aguanno, M. Bertolotti, M. J. Bloemer, C. M. Bowden, and I. Nefedov, "Dispersive properties of finite, one-dimensional photonic band gap structures: applications to nonlinear quadratic interactions" *Phys. Rev. E* **60**, 4891 (1999).

- [Chong2004]** H.M.H. Chong, R.M De La Rue, IEEE Phot.Tech.Lett., **16**, 1041 (2004)
- [Chou 1994]** W.W. Chow, S.W. Koch, and M. Sargent, "Semiconductor-Laser Physics", Springer-Verlag, New York 1994.
- [Ctyroky2002]** 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).
- [D'Aguanno2001]** G. D'Aguanno, 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).
- [Dallesasse1990]** J. M. Dallesasse, N. Holonyak Jr., A. R. Sugg, T. A. Richard, "Hydrolyzation oxydation of Al_xGa_{1-x}As-AlAs-GaAs quantum well heterostructures and superlattices", Appl. Phys. Lett. **57**, 2844 (1990).
- [DeAngelis2001]** C. DeAngelis, F. Gringoli, M. Midrio, D. Modotto, J. S. Aitchison, G. F. Nalesso, "Conversion efficiency for second-harmonic generation in photonic crystals" J. Opt. Soc. Am. B **18**, 348 (2001).
- [Diddams2000]** S.A. Diddams, D.J. Jones, J. Ye, S.T. Cundiff, J.L. Hall, J.K. Ranka, R.S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, T.W. Hänsch "Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb." Phys. Rev. Lett. **84**:5102. (2000).
- [Dumeige2002-1]** Y. Dumeige "Génération de second harmonique dans les milieux périodiques uni- ou bidimensionnels à semiconducteurs III-V", these, (2002).
- [Dumeige2002-2]** 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)
- [DumeigeRaineri2003]** Y. Dumeige, F. Raineri, A. Levenson, X. Letartre, "Second-harmonic generation in one-dimensional photonic edge waveguides", Phys. Rev. E **68** 066617 (2003).
- [Fan2003]** S. Fan, W. Suh, J. D. Joannopoulos "Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators", J. Opt. Soc. Am. A **20**, 569 (2003).
- [Fano1941]** U. Fano, "The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves)" J. Opt. Soc. Am. **31**, 213 (1941).

[Fejer1992] 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).

[Fiore98a] 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).

[Gibbs1985] H.M.Gibbs "Optical bistaility : controlling light with light" Academic, New York (1985).

[Golovan1999] 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).

[Goralski2001] W. Goralski, "Optical networking and WDM (Standards and Protocol)", Mc Graw-Hill company (2001).

[Iga1988], K. Iga, F. Koyama, and S. Kinoshita, "Surface emitting semiconductor lasers," IEEE J. Quantum Electron., **QE-24**, 1845 (1988).

[Janz1993] S. Janz, C. Fernando, H. Dai, F. Chatenoud, M. Dion, and R. Normandin, "Quasi-phase-matched second-harmonic generation in reflection from Al_xGa_{1-x}As heterostructures", Opt. Lett. **18**, 589 (1993).

[Joannopoulos1995] J. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn "Photonic crystals – molding the flow of light", Princeton University Press, Singapore (1995).

[John1987] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices" Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).

[Johnson2000] S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos "Three-dimensionally periodic dielectric layered structure with omnidirectional photonic band gap", Appl. Phys. Lett. **77**, 3490 (2000).

[Johnson2001] S.G. Johnson and J.D. Joannopoulos "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis" Optics Express **8**, 173, (2001).

[Kapon1999] E. Kapon, "Semiconductor lasers I, Fundamentals", Academic Press (1999)

- [Koch 1986]** S.W. Koch, H.M. Gibbs, S.H. Park, J. Morhange, A. Jeffery, Y.H. Lee, A. Chavez-Pearson, N. Peyghambarian "Room temperature optical nonlinearities in GaAs", Phys. Rev. Lett **57**, 2446 (1986).
- [Koch 1988]** 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).
- [Kurizki1994]** G. Kurizki and J.W. Haus, "Special issue: Photonic band structures", J. Mod. Opt. **41**, 171 (1994).
- [Kuszelewicz1988]** R. Kuszelewicz, JL Oudar, J.C. Michel, R. Azoulay " Monolithic GaAs/AlAs optical bistable etalons with improved switching characteristics", Appl.Phys.Lett. **53**, 2138 (1988).
- [Kwon2003]** S-H. Kwon, H-Y Ryu, G-H. Kim, Y-H. Lee and S-B. Kim, "Photonic bandedge lasers in two-dimensional square-lattice photonic crystal slabs" Appl. Phys. Lett. **83**, 3870 (2003).
- [Lalanne2002]** P. Lalanne, "Electromagnetic analysis of photonic crystal waveguides operating above the light cone", IEEE J. Quantum Electron. **38**, 800 (2002).
- [Leclerc2004]** J. Leclercq, H. Hattori, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, P. Viktorovitch, SPIE Photonics Europe, 5450-37, Strasbourg (2004)
- [Leonard2002]** S. W. Leonard, H. M. van Driel, J. Schilling, R. B. Wehrspohn, "Ultrafast band-edge tuning of a two-dimensional silicon photonic crystal via free-carrier injection", Phys. Rev. B **66** (2002).
- [Letartre2003]** X. Letartre, J. Mouette, J.L. Leclercq, P. Rojo Romeo, C. Seassal, P. Viktorovitch, "Switching devices with spatial and spectral resolution combining Photonic Crystal and MOEMS structures", J. Lightwave Technol. **21**, 1691 (2003).
- [Loncar2002]** Lončar, T. Yoshie, A. Scherer, P. Gogna and Y.Qiu, "Low threshold photonic crystals lasers" Appl. Phys. Lett. **81**, 2680 (2002).
- [Lourtioz2003]** J-M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, D. Maystre, A. Tchebnokov "Les cristaux photoniques ou la lumière en cage", Lavoisier (2003).
- [Malvezzi2003]** A. M. Malvezzi, G. Vecchi, M. Patrini, G. Guizzetti, L. C. Andreani, F. Romanato, L. Businaro, E. Di Fabrizio, A. Passaseo, and M. De Vittorio "Resonant second-harmonic generation in a GaAs photonic crystal waveguide", Phys. Rev. B **68**, 161306 (2003).

- [Mangeney1998]** J.Mangeney, N.Stelmakh, A. Shen, J-M.Lourtioz, A. Alexandrou, J.-P. Likforman, C.Clerc, V.Thierry-Mieg, E. Lugagne-Delpon, J-L. Oudar, "Sub-picosecond wide-band efficient saturable absorber created by high energy (200 MeV) irradiation of Au⁺ ions into bulk GaAs", Electron. Lett. **34**, 818 (1998)
- [Manolatu1999]** C. Manolatu, M.J. Khan, S. Fan, P.R. Villeneuve, H.A. Haus, J.D. Joannopoulos, "Coupling of modes analysis of resonant channel add-drop filters", IEEE J. of Quantum Electr. **35**, 1322 (1999)
- [Martorell1997]** J. Martorell, R. Vilaseca, R. Corbalan, "Second harmonic generation in a photonic crystal" Appl. Phys. Lett. **70**, 702 (1997).
- [Mekis1996]** A. Mekis, J.C. Chen, I. Kurland, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos "High transmission through sharp bands in photonic crystals waveguides", Phys. Rev. Lett **77**, 3787 (1996).
- [Midrio2002]** M. Midrio, L. Socci, M. Romagnoli, "Frequency conversion in one-dimensional stratified media with quadratic nonlinearity", J. Opt. Soc. Am. B **19**, 83 (2002).
- [Miler1981]** A.Miler, D.A.B. Miler and S.D. Smith, "Dynamic nonlinear optical processes in semiconductors", Adv. Phys. **30**, 697, (1981)
- [Monat2001]** C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, G. Hollinger, E. Jalaguier, S. Pocas, B. Aspar, "InP 2D photonic crystal microlasers on silicon wafer: room temperature operation at 1.55 μ m Electron Lett **37**, 764 (2001).
- [Monat2002]** C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, and P. Viktorovitch, "InP-based two-dimensional photonic crystal on silicon: In-plane Bloch mode laser", Appl. Phys. Lett. **81**, 5102 (2002).
- [Mondia2003]** J. P. Mondia, H. M. van Driel, W. Jiang, A. R. Cowan, Jeff F. Young, "Enhanced second-harmonic generation from planar photonic crystals", Optics Letters **28**, 2500 (2003).
- [Mouette2003]** J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J.-L. Leclercq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, P. Perreau, H. Moriceau, "Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon" Electron. Lett. **39**, (2003).
- [Mulot2003]** S. Mulot, S. anad, M. swillo, M. Qiu, B. Jaskorzynska, "Low-loss InP-based photonic crystal waveguides etched with Ar/Cl₂ chemically assisted ion beam etching", J. Vac. Sci. Techn. B **21**, 900 (2003).

[Notomi2002] M. Notomi "Negative refractive in photonic crystals" Optical and Quantum Elec. **34**, 133 (2002).

[Ohashi1993] M. Ohashi, T. Kondo, R. Ito, S. Fukatsu, Y. Shiraki, K. Kumata, and S. S. Kano, "Determination of quadratic nonlinear optical coefficient of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ system by the method of reflected second harmonics" J. Appl. Phys. **74**, 596 (1993).

[Olivier2001] S. Olivier, C. Smith, M. Rattier, H. Benistry, C. Weisbuch, T. Krauss, R. Houdré, U. Oesterlé, "Mini band transmission in a photonic crystal coupled-resonators optical waveguide" Opt. Lett. **26**, 1019 (2001).

[Oudar1985] J.-L. Oudar "Nonlinear optics: materials and devices", Springer-Verlag, Berlin (1985).

[Palamaru2001] M. Palamaru, and Ph. Lalanne, "Photonic crystal waveguides: out-of-plane losses and adiabatic modal conversion", Appl. Phys. Lett. **78**, 1466 (2001).

[Painter1999] O. J. Painter, A. Husain, A. Scherer, J. D. O'Brien, I. Kim, and P. D. Dapkus, "Room temperature photonic crystals defect laser at near infrared wavelengths in InGaAsP" J. Lightwave Technol. **17**, 2082 (1999).

[Pommereau2004] F. Pommereau, L. Legouezigou, S. Hubert, S. Sainson, J.-P. Chandouineau, S. Fabre, G.-H. Duan, B. Lombardet, R. Ferrini, and R. Houdré, "Fabrication of low loss two-dimensional InP photonic crystals by inductively coupled plasma etching", J. Appl. Phys. **95**, 2242 (2004).

[Qiu2002] M. Qiu "Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two-dimensional photonic crystals" Appl. Phys. Lett. **81**, 1163 (2002).

[Raineri2002] F. Raineri, Y. Dumeige, X. Letartre, A. Levenson, "Nonlinear decoupled FDTD code: phase-matching in 2D defective photonic crystal", Electron. Lett. **38** (2002).

[Raineri2004-1] F. Raineri, I. Sagnes, C. Cojocaru, S. Varoutsis, M. Strassner, L. Legratiet, C. Meriadec, P. Monnier, R. Raj, A. Levenson, "2D AlGaAs/AlOx photonic crystal high-Q resonator around $1.5\mu\text{m}$ " 16th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM'04, P2-37, Kogoshima Japan (2004).

[Raineri2004-2] F. Raineri, C. Cojocaru, R. Raj, P. Monnier, O. Drisse, L. Legouezigou, J.-P. Chandouineau, F. Pommereau, G.-H. Duan, A. Levenson "Low threshold room temperature simultaneous in-plane and vertical laser operation in a deep-etched InP-based two-dimensional photonic crystal" IEE Proceedings Optoelectronics, "Special Issue on Semiconductor Optoelectronics", soumis (2004).

[Raineri2004-3] F. Raineri, G. Vecchi, A. Yacomotti, C. Seassal, P. Viktorovitch, R. Raj and A. Levenson "Doubly-resonant photonic crystal for efficient laser operation: pumping and lasing at low group velocity photonic modes.", Appl.Phys.Lett. soumis (2004).

[Raineri2004-4] F. Raineri, C. Cojocar, R. Raj, P. Monnier, A. Levenson, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, "Tuning a two-dimensional photonic crystal resonance via optical carrier injection", accepté pour publication dans Opt. Letters.

[Raineri2004-5] F. Raineri, C. Cojocar, P. Monnier, A. Levenson, R. Raj, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, "Ultrafast dynamics of the third-order nonlinear response in a two-dimensional InP-based photonic crystal", Appl. Phys. Lett. **85**, 1880 (2004).

[Raineri2004-6] F. Raineri, G. Vecchi, C. Cojocar, A. M. Yacomotti, R. Raj, A. Levenson, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch "Optical amplification in 2D Photonic Crystals", soumis à Appl. Phys. Lett.

[Ranka2000] 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).

[Rennon2001] S. Rennon, F. Kopf, J.P. Reithmaier, A. Forchel, "12-micron-long edge-emitting quantum dot microlaser", Electron. Lett. **37**, 690 (2001)

[Sakoda1999] K. Sakoda "Enhanced light amplification due to group velocity anomaly peculiar to two and three-dimensional photonic crystals", Opt. Express **4**, 167176 (1999).

[Sakoda2001] K. Sakoda "Optical properties of photonic crystals", Springer-Verlag (2001).

[Sale1995] T. K. E. Sale "Vertical cavity surface emitting lasers" J. Wiley & Sons (1995)

[Scalora1994] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden and M. J. Bloemer "Optical limiting and switching of ultrashort pulses in nonlinear photonic band gap materials" Phys. Rev. Lett **73**, 1368 (1994).

[Scalora1997] M. Scalora, M. J. Bloemer, A. S. Manka, J. P. Dowling, C. M. Bowden, R. Wiswanathan, and J. W. Haus, "Pulsed second-harmonic generation in nonlinear, one-dimensional, periodic structures" Phys. Rev. A **56**, 3166 (1997).

[Schwoob2004] E. Schwoob, H. Benisty, C. Weisbuch, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, G. H. Duan, L. Legouézic, O. Legouézic, F. Pommerehne, "Enhanced gain measurement at mode singularities in InP-based photonic crystal waveguides", Opt. Express, **12** 1569 (2004).

- [Shi2002]** 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).
- [Shoji1997]** 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).
- [Schmid2004]** M. Schmid, S. Benchabane, F. Torabi-Goudarzi, R. Abram, A. I. Ferguson, and E. Riis, "Optical in-well pumping of a vertical-external-cavity surface-emitting laser" Appl. Phys. Lett. **84**, 4860 (2004).
- [Somekh1972]** S. Somekh, A. Yariv, "Phase-matchable nonlinear optical interaction in periodic thin films" Appl. Phys. Lett. **21**, 140 (1972).
- [Soukoulis1993]** C.M Soukoulis, "Photonic band-gaps and localization", Plenum, New York, 1993.
- [Soukoulis1996]** C.M Soukoulis, "Photonic band gap materials", NATO ASI, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (1996).
- [Soukoulis2001]** C.M Soukoulis, "Photonic crystals and light localization in 21st century", NATO ASI, series C, vol. 563 Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (2001).
- [Srinivasan2004]** K. Srinivasan, P.E. Barclay, O. Painter, J. Chen, A.Y. Cho, "Fabrication of high quality factor photonic crystal microcavities in InAsP/InGaAsP membranes," Journal of Vacuum Science and Technology B **22**, 875 (2004).
- [Sugimoto2002]** Y. Sugimoto, N. Ikeda, N. Carlsson, K. Asakawa, N. Kawai, K. Inoue "Fabrication and characterization of different types of two-dimensional AlGaAs photonic crystal slabs" J. Appl. Phys. **91**, 922 (2002).
- [Sugimoto2004]** Y. Sugimoto, Y. Tanaka, N. Ikeda, Y. Nakamura, K. Asakawa, K. Inoue "Low propagation loss of 0.76 dB/mm in GaAs-based single-line-defect two-dimensional photonic crystal slab waveguides up to 1 cm in length", Opt. Express **12**, 1090 (2004).
- [Taflove2000]** A. Taflove, S.C. Hagness, "Computational electrodynamics : the finite-difference time-domain method", Norwood, MA Artech House (2000).
- [Talneau2002]** A. Talneau, L. Legouezigou, N. Bouadma, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, M. Agio, "Photonic crystal ultra-short bends with improved transmission and low reflection at 1.55 μm " Appl. Phys. Lett. **80**, 547 (2002).

- [Talneau2004]** A. Talneau, M. Mulot, S. Anand, S. Olivier, M. Agio, M. Kafesaki and C. M. Soukoulis, "Modal behavior of single-line photonic crystal guiding structures on InP substrate", *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications* **2** 1 (2004).
- [Tomita2004]** I. Tomita, H. Taniyama, Y. Yoshikuni, J. Yumoto, "Nonlinear photonic crystals for broadband frequency conversion", *PECS V* (2004)
- [Tong1999]** Q. Y. Tong, U. Gösele, "Semiconductor wafer bonding, science and technology", *The electrochemical Society Series*, J. Wiley & Sons (1999)
- [Trull1995]** J. Trull, R. Vilaseca, J. Martorell, R. Corbalán, "Second-harmonic generation in local modes of a truncated periodic structure", *Opt. Lett.* **20**, 1746 (1995).
- [Vecchi2004]** G. Vecchi, J. Torres, D. Coquillat, M. Le Vassor d'Yerville, A.M. Malvezzi, "Enhancement of visible second-harmonic generation in epitaxial GaN-based two-dimensional photonic crystal structures" *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1245 (2004)
- [Wadsworth2000]** 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).
- [Wild2004]** B. Wild, R. Ferrini, R. Houdre, M. Mulot, S. Anand, C. J. M. Smith "Temperature tuning of the optical properties of planar photonic crystal microcavities", *Appl. Phys. Lett.* **84**, 846 (2004)
- [Yablonivitch1987]** E. Yablonovitch "Inhibited spontaneous emission in solid states physics and electronic" *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
- [Yablonivitch1991]** 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).
- [Yariv1977]** A. Yariv, and P. Yeh, "Electromagnetic propagation in periodic stratified media. II. Birefringence, phase matching, and x-ray lasers" *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 438 (1977).
- [Yariv1999]** A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee, and A. Scherer "Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis", *Optics Lett* **24**, 711 (1999).
- [Yasui2001]** T. Yasui, M. Koshiba, "Three-dimensional vector beam-propagation method for second harmonic generation analysis", *J. Lightwave Technol.* **19**, 780 (2001).
- [Yee1966]** K.S. Yee "Numerical solutions of initial boundary value problems involving Maxwell equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas and propagation* **14** (1966).

[Yeh1988] P. Yeh, "Optical waves in layered media", Wiley Inter-Science, USA (1988).

[Yoo1995] S. J. B. Yoo, R. Bhat, C. Caneau, and M. A. Koza, "Quasi-phase-matched second-harmonic generation in AlGaAs waveguides with periodic domain inversion achieved by wafer-bonding" Appl. Phys. Lett. **66**, 3410 (1995).

[Zheltikov2000] 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).

[Ziel1975] 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).

[Ziel1976] J. P. van der Ziel, "Optical second harmonic generation in periodic multilayer GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As structures", Appl. Phys. Lett. **28**, 437 (1976).

Annexe: description des sources lasers utilisées

Laser Mode-Locked Ti:sapphire (Tsunami - Spectra-Physics)

Ce laser est basé sur l'utilisation d'un barreau de saphir dopé au titane comme milieu à gain. Ce matériau permet d'obtenir de l'émission laser sur une large gamme spectrale. Etant donnée sa forte absorption dans le vert et le bleu, un laser commercial continu émettant à 532nm est utilisé pour le pomper. Nous utilisons un laser de type Millennia Xs de Spectra Physique pouvant fournir une puissance de 10W à 532nm.

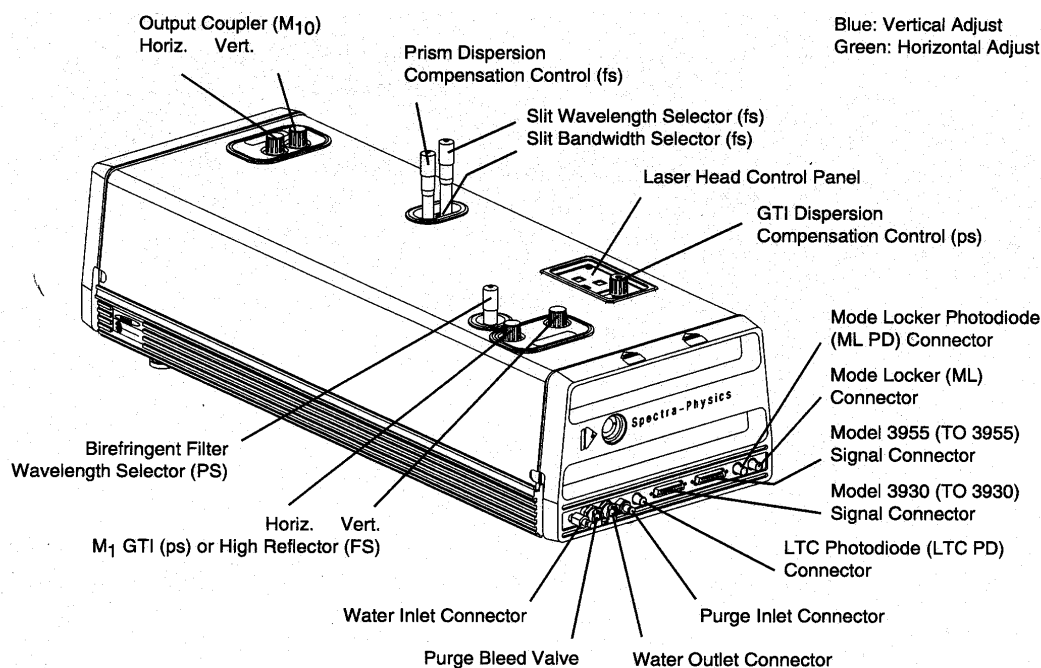
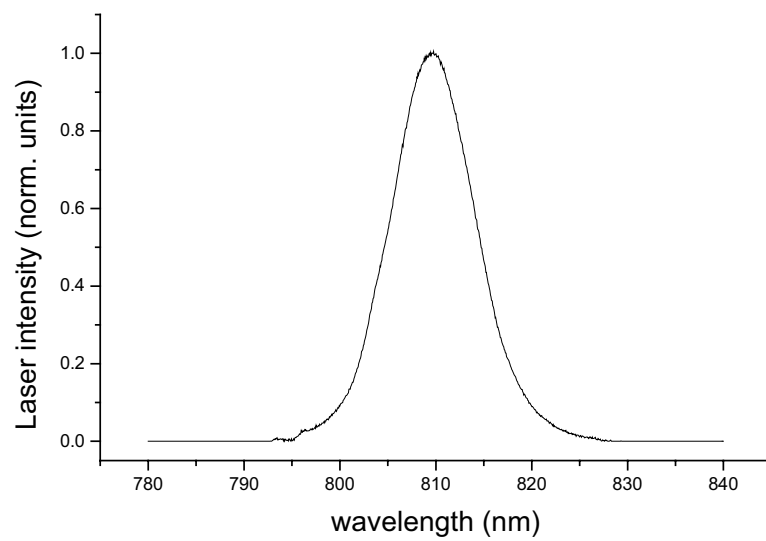


Figure a.1. Représentation schématique du laser Ti:Saphire

Spécification de l'émission:

Durée des impulsions	150fs
Gamme d'accordabilité	720-850nm
Puissance moyenne maximum	2W
Taux de répétition	82MHz
polarisation	vertical (>500:1)
Mode spatial	TEM ₀₀

Spectre de l'émission:**Figure a.2.** Spectre de l'émission laser

Oscillateur paramétrique optique femtoseconde (OPAL - Spectra-Physics)

OPAL est un oscillateur paramétrique optique qui utilise un non linéaire cristal de LBO (triborate de lithium) pour générer de nouvelles fréquences dans l'infrarouge. Cet OPO est pompé par le laser sortant du Tsunami.

Les caractéristiques importantes de ce système sont:

- l'accordabilité en température
- l'ajustement complètement automatisé de la longueur de la cavité avec une stabilisation active
- le balayage de la longueur d'onde automatique

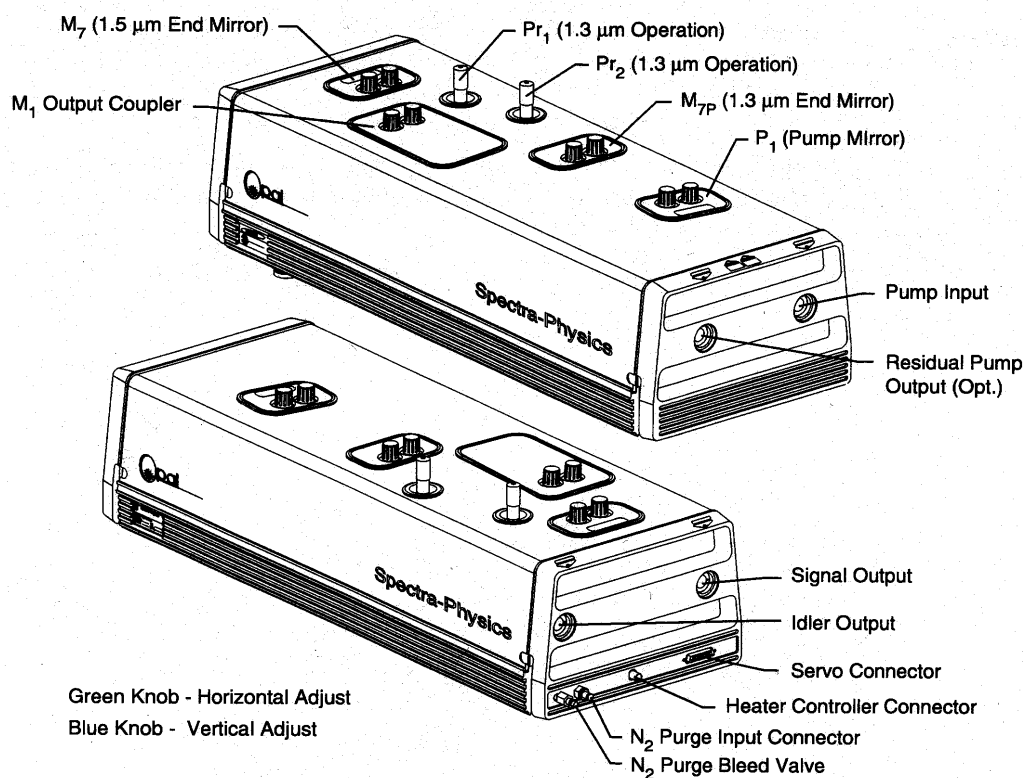
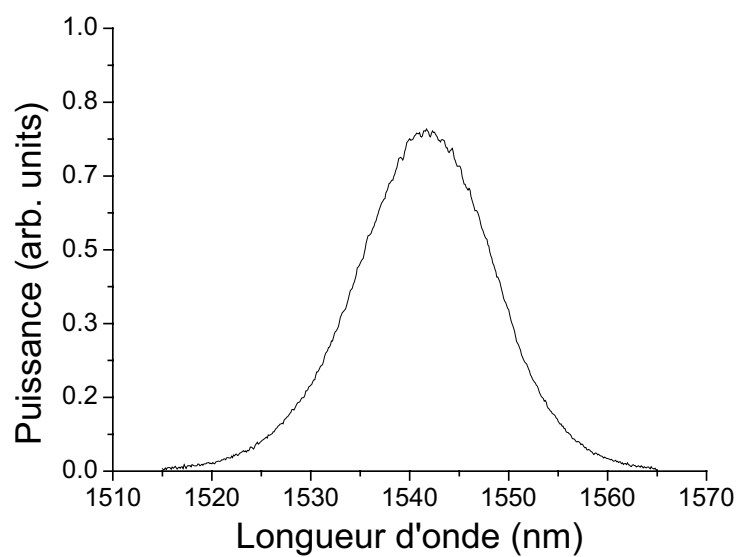
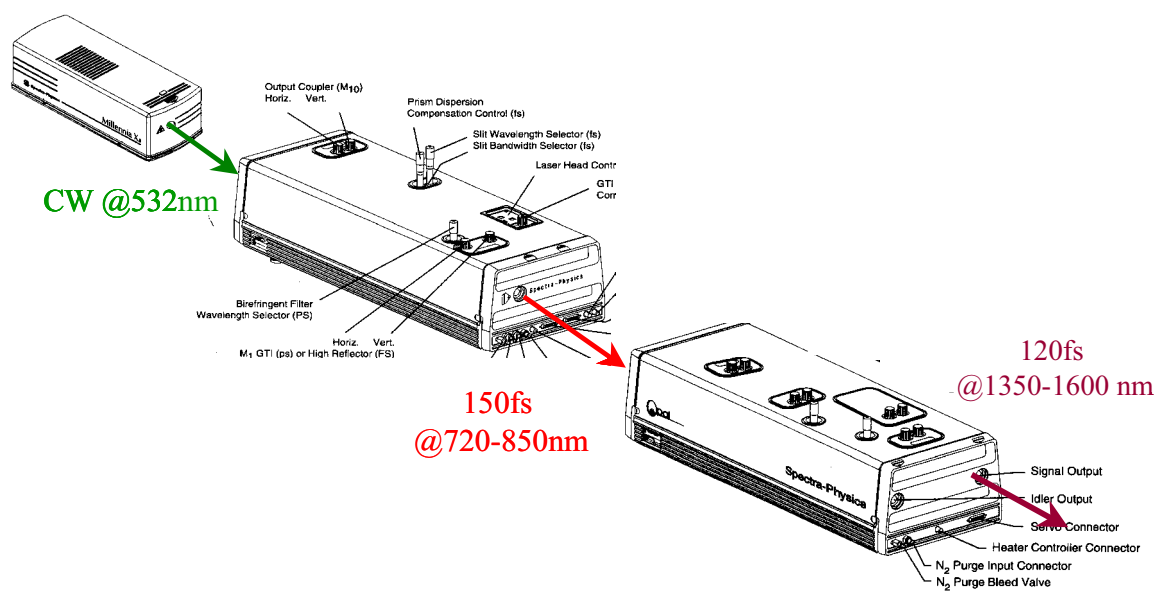


Figure a.3. Représentation schématique de l'OPAL

Spécification de l'émission:

Largeur temporelle	130 fs
Gamme d'accordabilité	1350-1600nm
Puissance de sortie	> 150mW
Taux de répétition	82MHz
Polarisation	Horizontale (>100:1)
Mode spatial	TEM ₀₀

Spectre de l'émission:**Figure c.3.** Spectre de l'émission à la sortie de l'OPAL**Enchainement des 3 sources lasers Spectra Physics:**

Source laser continue accordable en longueur d'onde (Tunics-plus - NetTest)

Tunics-plus CL WB est une cavité laser auto alignée balayable en longueur d'onde. Ce modèle permet une accordabilité en longueur d'onde sur 150nm avec une précision de $\pm 40\text{pm}$ et une très bonne répétabilité.

Le signal laser est obtenu à la sortie d'une fibre optique monomode à maintien de polarisation



Figure c.4. Photographie de la face avant du laser TUNICS

Output specifications for Tunics model plus CL WB

Gamme d'accordabilité	1470-1660nm
Puissance maximum	8mW
Stabilité de la puissance	$\pm 0.01\text{dB}$
Divergence de la sortie Angle total à $1/e^2$	0.18 rad
Précision absolue en longueur d'onde	$\pm 40\text{pm}$
Répétabilité du balayage	$\pm 5\text{pm}$
Rapidité du balayage	1s - 100nm

Liste des publications

Publications dans des revues internationales

- 1) "Simultaneous guided and vertical laser emission in 2D photonic crystals", F. Raineri, C. Cojocaru, R. Raj, O. Drisse, L. Legouéziguou, J-P. Chandouineau, F. Pommereau, G.H. Duan, A. Levenson submitted to *IEE Proceedings Optoelectronics, Special Issue on Semiconductor Optoelectronics*
- 2) "Optical amplification in 2D InP-based photonic crystal slab", ", F. Raineri, G. Vecchi; C. Cojocaru, R. Raj, C. Seassal, P. Viktorovitch, A. Yacomotti, A. Levenson accepted for publication in *Appl. Phys. Lett.*
- 3) "Tuning a 2D photonic crystal resonance via optical carrier injection", F. Raineri, C. Cojocaru, R. Raj, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, A. Levenson accepted for publication in *Optics Letters*
- 4) "Doubly resonant photonic crystal for efficient laser operation: Pumping and lasing at low group velocity modes", F. Raineri, G. Vecchi; A. Yacomotti, C. Seassal, P. Viktorovitch, R. Raj, A. Levenson, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 011116 (2005)
- 5) "Ultrafast dynamics of the third order nonlinear response in a 2D InP-based photonic crystals", F. Raineri, C. Cojocaru, P. Monnier, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, A. Levenson, R. Raj, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1880 (2004)
- 6) "Second-harmonic generation in 1D photonic edge waveguides", Y. Dumeige, F. Raineri, A. Levenson, X. Letartre *Phys. Rev. E.* **68**, 066617 (2003)
- 7) "Nonlinear decoupled FDTD code: phase-matching in 2D defective photonic crystal", F. Raineri, Y. dumeige, X. Letartre, A. Levenson, *Electron. Lett.* **38**, 1704 (2002)

Participation dans des conférences

Présentations orales:

- 1) "Nonlinear 2D semiconductor photonic crystals" F. Raineri, C. Cojocaru, R. Raj, P. Monnier, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, A. Levenson, *Conference on Lasers and Electro Optic*

/International Quantum Electronics Conference 2004, 2004 CLEO/IQEC, JThA1, San Francisco CA, May 2004 (Invited)

2) "Ultrafast nonlinear switching in a semiconductor 2D photonic crystal", C. Cojocaru, F. Raineri, P. Monnier, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, A. Levenson, R. Raj, *Conference on Lasers and Electro Optic /International Quantum Electronics Conference 2004, 2004 CLEO/IQEC, JThA2, San Francisco CA, May 2004*

3) "Simultaneous guided and vertical laser emission in 2D photonic crystals", F. Raineri, C. Cojocaru; R. Raj, O. Drisse, L. Legouéziguou, J-P. Chandouineau, F. Pommereau, G.H. Duan, A. Levenson, *Conference on Lasers and Electro Optic /International Quantum Electronics Conference 2004, 2004 CLEO/IQEC, JWB5, San Francisco CA, May 2004*

4) "Les cristaux photoniques non linéaires", F. Raineri, I. Sagnes, R. Raj, A. Levenson, *Colloque de l'optique guidée et de photonique VIII, Montreal Canada, May 2004 (Invited)*

5) "Towards reconfigurable nonlinear photonic crystals", F. Raineri, C. Cojocaru, I. Sagnes, L. Legratiet, R. Raj, A. Levenson, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, *SPIE Photonics Europe, 5450-81, Strasbourg France, April 2004 (Invited)*

6) "Finite Difference Time Domain code for second harmonic generation in photonic crystals", F. Raineri, Y. Dumeige, X. Letartre,, A. Levenson, *12th international wokshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling, OWTNM 2004, Ghent Belgium, March 2004*

7) "Nonlinear optical manipulation of Fano resonances in 2D photonic crystal slabs" F. Raineri, C. Cojocaru, R. Raj, P. Monnier, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, A. Levenson, *Quantum Electronics and Laser Science Conference 2003, QELS 2003, Baltimore MD, May 2003 (Postdeadline)*

Posters:

1) "2D AlGaAs/Alox photonic crystal high-Q resonator around 1.5µm", F. Raineri, I. Sagnes, C. Cojocaru, S. Varoutsis, M. Strassner, L. Legratiet, C. Meriadec, P. Monnier, R. Raj, A. Levenson, *16th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM'04, P2-37, Kogoshima Japan, June 2004*

2) "Nonlinear processes in semiconductor 2D photonic crystals: fast frequency shift of Fano resonances and applications" F. Raineri, C. Cojocaru, R. Raj, P. Monnier, C. Seassal, X. Letartre, P.

Viktorovitch, A. Levenson, *International Conference on Photonics and Electromagnetic Structure V*, PECS V, Kyoto Japan, March 2004