

Université du Québec  
Institut National de Recherche Scientifique  
Energy Matériaux Telecommunication  
**Investigation d'effets non-linéaires dans un guide d'ondes d'AlGaAs à réseau de Bragg**

Par  
Pamela Tannouri

Mémoire présenté  
pour l'obtention  
du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)  
en sciences de l'énergie et des matériaux

Jury d'évaluation

Président du jury  
et examinateur interne

Fiorenzo Vetrone, INRS-EMT

Examineur externe

Sophie LaRochelle  
Centre d'optique, photonique et laser  
Université de Laval

Directeur de recherche

Roberto Morandotti, INRS-EMT

## Résumé

L'étude de la photonique intégrée pour les télécommunications a récemment pris beaucoup d'ampleur afin d'obtenir des débits binaires excédant les limitations présentées par les systèmes électroniques. Pour réaliser ceci, plusieurs dispositifs optiques actifs sont nécessaires pour exécuter des fonctions telles que le multiplexage en longueur d'onde, le routage d'information, la commutation tout-optique et la conversion d'onde. L'optique non-linéaire dans des structures périodiques, comme les réseaux Bragg, peut être exploitée pour exécuter certaines fonctions. Le but de ce mémoire est d'étudier les effets non-linéaires observés dans des guides d'ondes d'AlGaAs à réseau de Bragg. La propagation d'une impulsion à haute intensité dans ces structures engendre une modification de la vitesse de phase du champ électromagnétique dû à l'interaction non-linéaire entre le champ avec la matière. Ceci induit une variation de l'indice de réfraction qui modifie à son tour la condition de Bragg (qui gère la bande interdite de la structure) permettant la commutation tout-optique ultra-rapide. Grâce à la petite taille de nos guides et de la réponse non-linéaire très élevée de l'AlGaAs, les effets non-linéaires nécessaires pour la commutation tout-optique sont obtenus avec des puissances optiques relativement faibles. Nous rapportons ici la démonstration d'un changement ultra-rapide de la bande rejetée. En couplant des impulsions de 120fs générées par un amplificateur paramétrique optique (OPA Spectra Physics 800c) dans le guide d'ondes périodique nous avons enregistré un décalage négatif de plus de 0.5nm de la bande rejetée (centrée à 1526.08nm) avec des énergies d'impulsion faible (niveau pJ). Pour simuler ces résultats, nous avons utilisé un model avec une non-linéarité effective négative du deuxième ordre,  $\chi^{(2)}$  en cascade. Une deuxième série d'expériences a dû être menée pour pouvoir confirmer que ce phénomène est vraiment celui qui prend place dans le dispositif. Ces résultats seront d'abord présentés avec la théorie des modes couplés respectivement pour confirmer la manifestation du phénomène  $\chi^{(2)}$  en cascade. Malgré que ce phénomène ait déjà été observé dans des fibres à réseau de Bragg, nous l'explorons pour la première fois dans des guides d'ondes intégrés. Ceci représente la première exploitation des propriétés non-linéaires dans un guide d'ondes à réseau Bragg pour la commutation tout-optique dans un système intégré.

-----  
Étudiant

-----  
Directeur de recherche

## Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier mon professeur Roberto Morandotti pour avoir cru en moi. C'est grâce à ses encouragements que j'ai poursuivi ma maîtrise aux études supérieures. Dr. Morandotti m'a acceptée dans son groupe à l'INRS et m'a donné tous les outils nécessaires pour bien réussir dans la recherche. Il m'a offert un excellent laboratoire avec des instruments à la pointe de la technologie, une équipe forte et un support inconditionnel. J'ai eu l'opportunité exceptionnelle de pouvoir effectuer mon travail de recherche dans ce groupe et j'ai pu développer mon expérience dans le domaine de la photonique grâce à la qualité des ressources dont il dispose.

Je suis très reconnaissante à plusieurs personnes qui m'ont beaucoup aidée pendant ma maîtrise, tant au niveau personnel qu'au niveau scientifique. Je n'aurais pas pu arriver à ce point sans eux. Ils sont d'excellents exemples et j'espère un jour atteindre leur niveau. Ceci inclut Dr. Marco Peccianti, Dr. Alessia Pasquazi, Dr. Matteo Clerici, Dr. Lucia Caspani et Dr. David Duchesne. Ces gens m'influencent et m'inspirent tous les jours.

Un remerciement dédié à Sébastien Vigne pour son aide avec cette thèse incluant beaucoup de corrections grammaticales sur celle-ci et mes autres textes scientifiques.

Un gros merci à ma mère et mon père pour tous, mais tous. Je ne peux pas l'exprimer assez.

Il ne faut surtout pas oublier ses amis; Christine<sup>2</sup>, Héloïse, Biz, Marc, Ian, Avalon, Morgan, Mark, Andrew, Tamara, Sunny, Sarah et Daniel. Ils me supportent et m'encouragent énormément, ils écoutent mes présentations même quand ils ne comprennent rien. Mais tout d'abord, ils me motivent à me pousser plus fort dans tous les aspects de ma vie.

Enfin, j'aimerais remercier le Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et du Génie du Canada (CRSNG) pour son soutien financier pendant mes études.

# Tables des matières

<b>Résumé .....</b>	<b>2</b>
<b>Remerciements .....</b>	<b>3</b>
<b>Liste des acronymes .....</b>	<b>6</b>
<b>1. Introduction .....</b>	<b>7</b>
<b>2. L'optique non-linéaire intégrée.....</b>	<b>11</b>
<b>2.1 GSH.....</b>	<b>12</b>
2.1.1 L'accord de phase .....	14
<b>2.2 L'effet Kerr .....</b>	<b>19</b>
<b>2.3 L'Absorption non-linéaire .....</b>	<b>20</b>
2.3.1 Porteurs libres engendrés par l'absorption multi-photonique.....	21
<b>3. Guides d'ondes et optique intégrée .....</b>	<b>22</b>
<b>3.1 Principes d'opérations des guides d'ondes .....</b>	<b>23</b>
3.1.1 Modes .....	24
3.1.2 Dispersion .....	28
<b>3.2 L'intégration.....</b>	<b>31</b>
<b>3.3 Plateforme d'AlGaAs.....</b>	<b>33</b>
<b>4. Structures Périodiques.....</b>	<b>36</b>
<b>4.1 Les réseaux de Bragg.....</b>	<b>37</b>
4.1.1 Les réseaux de Bragg dans le régime non-linéaire.....	39
<b>5. Réseaux de Bragg: État de l'art.....</b>	<b>40</b>
<b>5.1 Réseau de Bragg sur fibre.....</b>	<b>40</b>
5.1.1 Auto-commutation d'impulsions dans une fibre optique à réseau de Bragg.....	40
5.1.2 Auto-commutation non-linéaire et génération de multiples solitons interstices dans une fibre à réseau de Bragg.....	42
<b>5.2 Réseau de Bragg intégré.....</b>	<b>43</b>
5.2.1 Effets de la propagation non-linéaire dans un filtre à réseau de Bragg d'AlGaAs.....	43
5.2.2 Propriétés de la transmission non-linéaire de guides d'ondes microstructurés gravés profondément.....	45
<b>6. Conception des guides d'ondes à réseau de Bragg .....</b>	<b>47</b>
<b>6.1 Conception du guide d'ondes .....</b>	<b>48</b>
6.1.1 Contraste d'indices .....	48
6.1.2 Dimensions.....	51
<b>6.2 Conception du réseau .....</b>	<b>52</b>
<b>6.3 Fabrication .....</b>	<b>53</b>
<b>6.4 Spécifications .....</b>	<b>55</b>
<b>6.5 Caractérisation linéaire .....</b>	<b>55</b>

<b>7. Expériences non-linéaires .....</b>	<b>60</b>
<b>7.1 Montage expérimental .....</b>	<b>60</b>
<b>7.2 Résultats expérimentaux .....</b>	<b>62</b>
<b>7.4 Analyse des résultats .....</b>	<b>66</b>
7.4.1 Effets thermiques.....	66
7.4.2 Porteurs libres engendrés par l'absorption multi-photonique.....	67
7.4.3 $\chi^{(2)}$ en cascade [ $\chi^{(2)}:\chi^{(2)}$ ] .....	67
<b>8. Théorie des modes couplées .....</b>	<b>69</b>
<b>8.1 Développement .....</b>	<b>70</b>
<b>8.2 Modélisation Numérique .....</b>	<b>75</b>
<b>9. <math>\chi^{(2)}</math> en cascade [<math>\chi^{(2)}:\chi^{(2)}</math>].....</b>	<b>78</b>
<b>9.1 Développement .....</b>	<b>79</b>
<b>9.2 Quête pour la SH .....</b>	<b>83</b>
9.2.1 Montage expérimental .....	83
9.2.2 Résultat expérimental.....	85
<b>10. Conclusion .....</b>	<b>87</b>
<b>10.1 Résumé .....</b>	<b>87</b>
<b>10.2 Travail futur.....</b>	<b>87</b>
<b>10.3 Impact.....</b>	<b>88</b>
<b>Appendice A.....</b>	<b>89</b>
<b>Appendice B .....</b>	<b>90</b>
<b>Liste des références.....</b>	<b>94</b>

## Liste des acronymes

ADP	Absorption de Deux Photons
AMP	Auto-Modulation de Phase
APB	Accord de Phases par Biréfringence
DVG	Dispersion de la Vitesse de Groupe
EMC	Équation de Modes Couplés
FF	Fréquence Fondamentale
FRBRR	Fibre à Réseau de Bragg à Rétroaction Répartie
GORB	Guide d'Ondes à Réseau de Bragg
GSH	Génération de la Seconde Harmonique
MEB	Microscope Électronique à Balayage
MPC	Modulation par Phase Croisée
OPA	<i>Optical Parametric Amplifier</i> (amplificateur paramétrique optique)
QAP	Quasi-Accord de Phases
RB	Réseau de Bragg
RIE	<i>Reactive Ion Etching</i> (gravure faite par ions réactifs)
RTI	Réflexion Totale Interne
SH	Seconde Harmonique
SNR	<i>Signal to Noise Ratio</i> (rapport signal sur bruit)
TMC	Théorie des Modes Couplés

# 1. Introduction

Depuis l'explosion de la bulle Internet à la fin du 20<sup>ème</sup> siècle, le trafic d'information généré par les usagers est en pleine croissance. De son côté, la demande en traitements de données rapides et efficaces semble être toujours de plus en plus importante. Les méthodes de transmission et de traitement traditionnels et actuels, fils et composants électriques [1], n'arrivent plus à combler ces exigences à cause de leur bande passante limitée et des pertes inhérentes aux matériaux utilisés [2]. L'obtention de hauts débits binaires présente de nombreux problèmes. En effet, il y a des limites sur la quantité d'informations envoyées ainsi que sur son traitement. La quête pour une solution adéquate qui surmonte ces limitations reste donc à l'ordre du jour.

Le récent développement de la fibre optique a présenté une alternative réussie pour la transmission de données informatiques [3]. Elle offre une énorme bande passante, une immunité aux interférences électromagnétiques, de très basses pertes optiques, et une manière de transmettre l'information sur des longues distances (~100km) sans avoir recours à une ré-amplification (comparativement à tous les 100m dans un fil de cuivre) [4].

Naturellement, des composants compatibles avec cette nouvelle technologie sont aussi nécessaires. Leur développement est toujours en cours même si la fibre optique est devenue commune pour le transport d'information sur des longues distances et les circuits de traitements de signaux demeurent principalement sous forme électronique. Ce qui fait que la majorité des systèmes optiques dépendent encore de convertisseurs de signaux électroniques-optiques-électroniques pour transformer et traiter leurs données. Cependant les circuits électriques intégrés ont des difficultés pour obtenir un transport d'information à flux élevé, ce qui est une exigence des consommateurs d'aujourd'hui [5].

Pour surpasser les limites de l'électronique et augmenter la vitesse de traitement de signaux, l'intégration de plus en plus de composants sur une même puce est nécessaire [6]. Ceci induit naturellement une miniaturisation des composants intégrés, qui permet d'implémenter les mêmes fonctions sans trop augmenter la taille de la puce. Le transistor est le composant principal de quasiment toutes les fonctions de bases des circuits intégrés. La loi de Moore prédit que la

quantité de transistors sur un circuit intégré double tous les deux ans [7]. Éventuellement, cette loi ne sera plus applicable; les dimensions d'un transistor seront trop petites (de l'ordre de quelques atomes) et des effets quantiques empêcheront son bon fonctionnement [8]. Le développement d'une nouvelle technologie est essentiel pour assurer l'amélioration des vitesses de traitement de signaux de manière pérenne. Plus spécifiquement, la réalisation de dispositifs intégrés capables de traiter l'information à des vitesses très élevées est requise. Une technologie alternative proposée est l'optique intégrée. Les circuits photoniques intégrés sont compacts, compatibles avec la fibre optique et sont capables de résoudre les défis présentés à l'électronique actuelle.

Pour que ces composants optiques puissent être réalisables, intégrables et à faibles coûts, il est important de les fabriquer sur une surface plane. Ceci facilite la production et réduit considérablement ses coûts. La révolution des circuits intégrés dès 1960 (qui se poursuit aujourd'hui) démontre clairement l'énorme potentiel offert par les techniques lithographiques planaires ainsi que d'autres méthodes d'intégration. Par contre, il subsiste toujours plusieurs défis pour avoir des circuits intégrés tout-optiques. Pour une transition complète, il faut pouvoir avoir les mêmes types de fonctions de traitement qui existent déjà en électronique disponibles en optique. De plus, ces composants doivent être intégrés sur une seule plateforme (préférentiellement monolithique).

Les réseaux de Bragg (RB) sont des très bons dispositifs pour aborder ces problèmes et offrent diverses solutions pour la réalisation de plusieurs fonctions optiques intégrées [9]. L'étude de ce dispositif sera le sujet principal de ce mémoire. Depuis l'invention du premier RB à fibre optique en 1978 par Ken Hill [10], la technologie a attiré beaucoup d'attention. Le RB est une structuration de la surface qui provoque une perturbation de l'indice effectif de réfraction le long de l'axe de propagation de la structure.

L'intégration de ce type de composant optique présente plusieurs avantages pour la majorité des applications. Cela permet en outre d'atteindre des dimensions plus petites que celles obtenues en fibre impliquant une plus grande densité de composants intégrés sur une puce. Grâce à leur petite taille, les effets non-linéaires, inversement proportionnels à la taille de la structure, sont

grandement améliorés, ce qui permet plus de développements dans le domaine non-linéaire des RB avec significativement moins d'exigences énergétiques. L'intégration est avantageuse et nécessaire pour le développement des composants intégrés à base de cette technologie.

De plus, l'intégration offre une flexibilité sur le matériau utilisé et donc aussi sur la méthode de modulation de l'index de réfraction [13-15]. Pour ces matériaux, la modulation ne dépend plus nécessairement que de la photosensibilité (méthode utilisée pour inscrire les RB dans la fibre [16]), alors le concepteur a plus de contrôle sur la modulation et en conséquence sur l'impulsion réfléchie. Il y a plusieurs choix de matériaux possibles pour l'intégration, les semi-conducteurs sont parmi les plus populaires. Nous explorons l'optique intégrée avec la conception d'un réseau de Bragg intégré dans un guide d'onde d'arséniure de gallium-aluminium (AlGaAs), un matériau qui offre ses propres avantages pour l'optique intégrée et les télécommunications en général [17].

En optique, l'information est transmise par des impulsions de lumières. Cette impulsion est centrée à une fréquence spécifique avec une distribution normalement gaussienne et sa largeur moyenne est nommée bande passante. Quand une onde optique est émise dans le réseau de Bragg, une bande d'ondes étroite du faisceau lumineux incident, prédéterminée par la condition de Bragg, est réfléchie et toutes les autres longueurs d'ondes incluses sont transmises. La condition de Bragg établit la longueur d'onde centrale de la bande réfléchie en fonction de l'indice de réfraction et de la période de la modulation du réseau [11]. Il est possible de profiter de ces propriétés uniques dans le régime linéaire et non-linéaire. Plus spécifiquement dans le régime non-linéaire, les propriétés de la structure sont modifiées si l'impulsion initiale est de haute intensité, imposant un changement à la condition de Bragg et en conséquence de la bande rejetée. Cette flexibilité couplée avec certaines propriétés non-linéaires du RB introduit une plage de fonctions intéressantes. Une multitude d'études et de développements sur ces sujets ont été menés grâce à la diversité d'applications potentielles pour les systèmes de télécommunications, tels que les filtres réglables, les convertisseurs de mode pour fibres optiques, la formation d'impulsions, la commutation optique, les filtres sélectifs, les multiplexeurs et la compensation de dispersion, pour n'en nommer que quelques-uns [12]. Nous souhaitons contribuer au développement de ces domaines avec les connaissances acquis par nos études des effets non-linéaires dans un guide d'ondes à réseau de Bragg.

Cette thèse présente la conception et la caractérisation d'un RB dans un guide d'ondes intégré d'AlGaAs. Plus spécifiquement, l'exploration des effets non-linéaires dans ce guide d'ondes à réseau de Bragg (GORB) sera détaillée. Nous commencerons en situant le contexte général par un bref aperçu de l'optique non-linéaire et de la théorie de certains de ses processus principaux. Par la suite, une introduction générale sur les concepts fondamentaux des structures périodiques et sur leurs fonctionnements principaux sera présentée. Plus précisément, les RB seront décrits en détail, ainsi qu'une revue de l'état de l'art de ce type de composant pour comprendre leur importance et leurs nombreux impacts jusqu'à date. Subséquemment, les spécifications du GORB utilisé pour l'expérience seront présentées tels que les principes de la conception et la méthode de fabrication. Les montages expérimentaux pour la caractérisation linéaire et non-linéaire de l'échantillon seront décrits et les résultats obtenus seront rapportés et analysés. Un modèle numérique, basé sur la théorie des modes couplés (TMC), sera développé pour soutenir ces résultats et permettre la compréhension en profondeur des processus non-linéaires impliqués. Une non-linéarité effective négative du deuxième ordre,  $\chi^{(2)}$  en cascade, a été appliquée pour modeler le comportement observé. Pour pouvoir confirmer que ce phénomène est bien celui qui prend place dans le dispositif, une deuxième série d'expériences a dû être menée. Les résultats provenant de ces expériences auront ainsi besoin du développement d'un modèle numérique. Ces résultats seront d'abord présentés avec la TMC respective pour confirmer la manifestation du phénomène  $\chi^{(2)}$  en cascade. Finalement, la contribution de cette expérience et l'impact de ces résultats dans le domaine de l'optique et sur les systèmes de télécommunications concluront cette thèse.

## 2. L'optique non-linéaire intégrée

En optique, un matériau est caractérisé principalement par la relation entre la composante électrique du champ électromagnétique présent dans le matériau et la densité de ses moments dipolaires (la polarisation ( $P$ )) [18]. Le champ électrique ( $E$ ) du faisceau lumineux oscille d'une manière spécifique et interagit avec les atomes du matériau.  $E$  induit des dipôles qui vibrent dans le milieu et leur donne une polarisation dans la direction de l'oscillation du champ en interaction. Dans un matériau optique linéaire, cette relation sera directement proportionnelle, soit:

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E, \quad (2.1)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $\chi^{(1)}$  est la susceptibilité linéaire. Dans ce cas, les propriétés optiques sont indépendantes de l'intensité du champ électrique et la fréquence de l'oscillation est constante. D'un autre côté, l'étude de l'optique non-linéaire se focalise sur l'interaction de divers champs optiques avec le milieu. Dans un matériau optique non-linéaire, la densité de polarisation dépend d'ordres plus élevés du champ électrique et oscille à plusieurs fréquences. Cette section montre les principes de bases de la théorie de l'optique non-linéaire et décrit quelques processus non-linéaires en détails.

Un champ optique peut être décrit par un modèle de photons, où l'interaction du champ avec le matériau est accomplie par absorption et réémission de photons. En optique linéaire, un concept simple, un photon est absorbé et un autre de même énergie est réémis. L'optique non-linéaire se manifeste lorsque cette relation est non-linéaire et multiples photons sont convertis pour permettre une réémission d'un seul photon avec une énergie totale des photons incidents. Dans ce cas, la polarisation diélectrique du matériau a une relation non-linéaire avec le champ électrique incident imposé [19]. Pour exprimer cette relation, la réponse générale de la polarisation au champ électrique incident peut être écrite sous forme de la série suivante:

$$P \approx \epsilon_0 \chi^{(1)} E + \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 + \dots, \quad (2.2)$$

où  $\chi^{(n)}$  est la susceptibilité électrique d'ordre  $n$  du matériau.  $\chi^{(1)}$ , la susceptibilité linéaire, est toujours présente et permet de décrire des effets optiques classiques tels que la réflexion et l'absorption. Quand le champ est assez fort, les autres coefficients commencent à porter plus de poids et contribuer à l'équation.  $\chi^{(2)}$ , la susceptibilité du deuxième ordre produit les phénomènes tels que la génération de la seconde harmonique (GSH), l'effet électro-optique et les processus paramétriques de mélange d'ondes. Cette non-linéarité se manifeste que dans les matériaux non-centro-symétriques (les matériaux centro-symétriques ne démontrent pas des réponses d'ordres pairs).  $\chi^{(3)}$  donne lieu à l'effet Kerr, le mélange à quatre ondes et les processus de dispersion Raman, parmi d'autres.

Pour des champs faibles  $\chi^{(1)} > \chi^{(2)}E > \chi^{(3)}E^2$ , ce qui montre que les effets non-linéaires dépendent de la force du champ électrique. Il est aisé de comprendre que la probabilité de ce processus dépend de la densité des photons qui se propagent dans une région par unité de temps, c'est-à-dire le flux ou la puissance du faisceau, qui peut se traduire en intensité. Quand le champ optique interagissant avec le matériau a une intensité assez élevée, les caractéristiques intrinsèques du matériau sont modifiées du fait de ses propriétés non-linéaires, principalement la densité de polarisation diélectrique.

Il faut bien saisir la physique derrière ces non-linéarités pour pouvoir correctement analyser le comportement des composants optiques. Ce chapitre fournit une vue d'ensemble des phénomènes principaux de base de l'optique non-linéaire. Plus spécifiquement, les concepts de la GSH, de l'effet Kerr et de l'absorption multi-photonique seront décrits en détails pour mieux comprendre le comportement de notre réseau de Bragg.

## 2.1 GSH

La GSH était parmi une des premières expériences non-linéaires observées en 1961 par Franken *et al.* En illuminant un cristal quartz avec un laser de rubis, émettant une longueur d'onde de 694.2nm, une longueur d'onde de 347.1nm a pu être observée à la sortie du cristal [20]. Ceci implique la possibilité de générer des nouvelles longueurs d'ondes qui n'étaient pas accessibles antérieurement. Une multitude d'études dans le domaine ont suivi cette découverte grâce aux

nombreux avantages pratiques tels que la microscopie optique à haute résolution et génération de sources lasers. Depuis, divers effets non-linéaires ont été examinés, tels que la génération de fréquences par somme ou soustraction, le mélange à quatre ondes, la diffusion Raman stimulée, l'auto-focalisation, parmi de nombreux d'autres [21-24]. En 1962, les principes de base théoriques dans ce domaine ont été développés par Bloembergen [25], Akhmanov et Khokhlov [26] et le domaine de l'optique non-linéaire pratique a ensuite explosé avec la découverte et l'analyse de plusieurs nouveaux phénomènes.

La GSH est le résultat de l'interaction non-linéaire du deuxième ordre entre un faisceau lumineux et son milieu de propagation. Ce phénomène n'existe que dans les matériaux non-centro-symétriques (où  $\chi^{(2)}$  existe), i.e. structures cristallines qui ne possèdent pas la symétrie d'inversion. À partir d'une source optique avec une fréquence fondamentale (FF:  $\omega$ ), l'interaction non-linéaire produit le doublage de fréquence ( $2\omega$ ) à la sortie du milieu, cette fréquence est la seconde harmonique (SH).

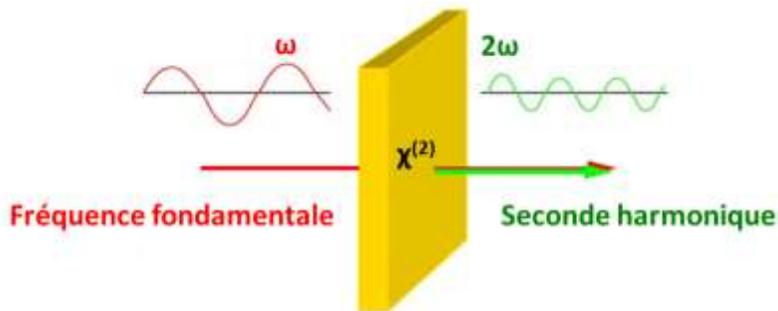


Fig. 1: Génération de la seconde harmonique à partir de l'interaction non-linéaire d'une onde fondamentale avec un matériau  $\chi^{(2)}$

De l'équation de polarisation (2.2), nous pouvons voir que le terme  $\chi^{(2)}$ , qui gère le processus de la GSH, est associé au carré du champ d'entrée ( $P \propto \chi^{(2)} E^2$ ). Ceci implique que dans un milieu  $\chi^{(2)}$ , la quantité de non-linéarité, i.e. le nombre de photons émis à  $2\omega$ , est proportionnelle à l'intensité du champ d'entrée puisque  $I \propto E^2$ , confirmant l'intuition initiale. Par contre, ceci n'est pas le seul facteur pour une génération efficace de la SH; il est aussi très important qu'il y ait un bon accord de phases entre les champs pour que le champ à la fréquence générée puisse croître lors de la propagation.

### 2.1.1 L'accord de phase

Comme mentionné ci-dessus, la GSH est créée à partir de l'interaction non-linéaire d'un champ optique avec un milieu  $\chi^{(2)}$ . L'onde incidente induit des dipôles dans le matériau qui vibrent à deux fois la fréquence d'entrée et en conséquence, des radiations à cette nouvelle fréquence sont émises. Ces radiations ont des phases relatives fixées par rapport à elles-mêmes ainsi qu'avec les ondes de la FF. Pour que la GSH soit efficace, il est primordial que ces phases soient accordées. Si cette condition n'est pas satisfaite, il y a de l'interférence destructive entre les ondes et la SH disparaît avec la propagation. C'est vraiment l'accord de phases qui assure que les ondes émises s'additionnent de façon constructive pour créer une SH cohérente qui croît en se propageant dans le milieu non-linéaire (voir Fig. 2).

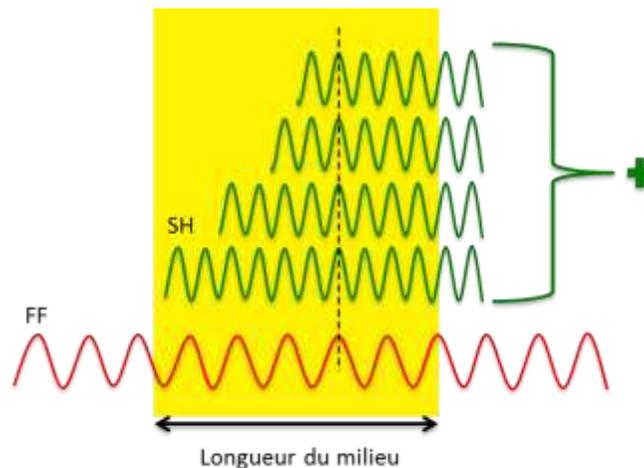


Fig. 2: Illustration de l'accord de phases: les ondes additionnent constructivement pour créer une SH cohérente.

D'un point de vue quantique, deux photons de la même fréquence sont convertis en un photon d'énergie double, et donc de fréquence double, qui est réémis grâce à la propagation dans le milieu. Alors, En termes de bandes énergétiques, un électron est stimulé par deux photons incidents de l'état fondamental à un état intermédiaire. Cet état intermédiaire est virtuel (Fig.3) et l'électron ne peut pas exister là, donc il revient à l'état fondamental. En retournant, il émet un photon à fréquence double de la fréquence des photons incidents. Ce processus est ce qui définit la GSH.

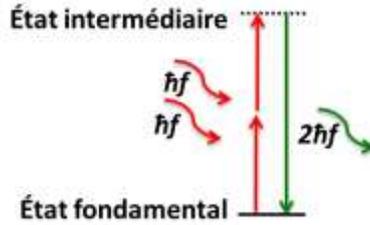


Fig. 3: Diagramme d'énergie des photons pour la génération de la seconde harmonique.

Commençons d'abord par les mécanismes physiques de bases de la GSH pour bien comprendre les phases, entre la FF et la SH, et ainsi comment accomplir un accord entre elles. La GSH est un processus paramétrique, et donc il doit nécessairement avoir une conservation d'énergies et de mouvements des photons [27,28]. L'énergie d'un photon est représentée par  $U = \hbar\omega$ ; où  $\hbar$  est la constante réduite de Planck et  $\omega$  est la fréquence angulaire ( $\omega = 2\pi\lambda$ ) du photon. L'interaction d'au moins 2 photons est nécessaire pour pouvoir générer une nouvelle fréquence. La variation totale de l'énergie dans le système doit être nulle. Essentiellement, la quantité d'énergie qui rentre dans le système est égale à celle qui en sort, impliquant que l'énergie du nouveau photon est égale à la somme des énergies incidentes. L'équation de la conservation de l'énergie s'exprime comme suit:

$$\Delta U = \hbar\omega_f - \hbar\omega_i - \hbar\omega_i = 0, \quad (2.3)$$

où  $\omega_i$  et  $\omega_f$  représentent la fréquence d'un photon initial et du photon finale, respectivement. Pour le cas de la SH la fréquence des photons initiales sont égale et donc  $\omega_f = 2\omega_i$ .

Il se passe le même phénomène pour la quantité de mouvement; après l'interaction des photons incidents, le photon final devrait repartir avec une quantité de mouvement idéalement égale à la somme de quantités de mouvements initiales. L'amplitude et la phase d'un champ électromagnétique le long de la propagation sont décrites par la constante de propagation complexe et est exprimée par  $\gamma = \alpha + i\beta$ , où  $\alpha$  est la partie réelle, représentant les gains et pertes optiques, alors que  $\beta$  est la partie imaginaire qui décrit le retard de phase et dépend directement de la fréquence du champ et peut effectivement être complexe. La quantité de mouvement d'un

photon est  $p=\hbar\beta$ . L'équation de conservation pour l'optique intégrée est décrite par la variation de quantité de mouvement:

$$\Delta p = \hbar\beta_f - \hbar\beta_i - \hbar\beta_i = \hbar\Delta\beta = 0. \quad (2.4)$$

En général, il est difficile de satisfaire cette condition naturellement et des techniques pour assister à l'accord de phases sont nécessaire [29,30]. Cette difficulté est plus évidente quand le vecteur d'onde est exprimé en fonction de l'indice effectif du milieu de propagation ( $n_{\text{eff}}(\omega)$ ):

$$\beta = n_{\text{eff}}(\omega)\omega/c, \quad (2.5)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Ceci permet de réécrire la relation (2.4):

$$\Delta p = \frac{\hbar\omega}{c} [2n_{\text{eff}}(2\omega_i) - n_{\text{eff}}(\omega_i) - n_{\text{eff}}(\omega_i)] = \frac{\hbar\omega}{c} \Delta n_{\text{eff}} = 0, \quad (2.6)$$

Il est clair par cette relation que la conservation de la quantité de mouvement nécessite donc une relation spécifique entre les indices de réfraction des deux fréquences.

Dans les milieux biréfringents, la lumière se propage de façon anisotrope, c'est-à-dire que l'indice de réfraction dépend de la direction de propagation et de la polarisation de l'onde incidente. Il est important de garder en tête que la quantité de mouvement dépend toujours des vecteurs d'ondes ( $k$ ). Alors il est possible que des photons de même fréquence avec des constantes de propagations identiques en modules (i.e. parties scalaires) aient différents vecteurs d'ondes ainsi différentes quantités de mouvement. Il faut donc faire attentivement attention à bien satisfaire l'équation (2.4). Dans ce cas, il existe deux types d'accords de phases. Il s'agit d'un type I quand les deux photons incidents sont identiques en polarisation et d'un type II lorsqu'ils sont différents:

$$\text{Type I: } \Delta n_{\text{eff}} = \left[ 2n_{\text{eff}}(2\omega_i) - n_{\text{eff}_p}(\omega_i) - n_{\text{eff}_p}(\omega_i) \right], \quad (2.7)$$

$$\text{Type II: } \Delta n_{\text{eff}} = \left[ 2n_{\text{eff}}(2\omega_i) - n_{\text{eff}_p}(\omega_i) - n_{\text{eff}_{p'}}(\omega_i) \right], \quad (2.8)$$

où l'indice « $p$ » aux indices de réfraction dénote une polarisation et « $p'$ » indique une différente polarisation, généralement connus comme polarisation  $p$  et  $s$ . Pour le type I, le photon de la GSH peut avoir la même polarisation que l'onde incidente ou non.

Essentiellement, pour que la conversion soit la plus efficace possible, il ne doit pas y avoir de différence entre les indices de réfraction. Par contre, la plupart des matériaux sont naturellement dispersifs, impliquant que  $n_{\text{eff}}(2\omega)$  peut être considérablement éloigné de  $n_{\text{eff}}(\omega)$  [31] ( $n_{\text{eff}}(2\omega) \gg n_{\text{eff}}(\omega)$ , voir Fig. 4), influençant la vitesse des ondes et induisant une différence de phase. Cet effet devient plus considérable avec la distance de propagation dans le matériau puisque la différence de phase s'accumule avec la distance. En général, il est très difficile de satisfaire l'accord de phases, et des techniques d'accord de phases telles que l'accord de phases par biréfringence (naturelle ou artificielle) (APB) [32-34] et le quasi-accord de phases (QAP) sont nécessaires pour aider le processus [35-37].

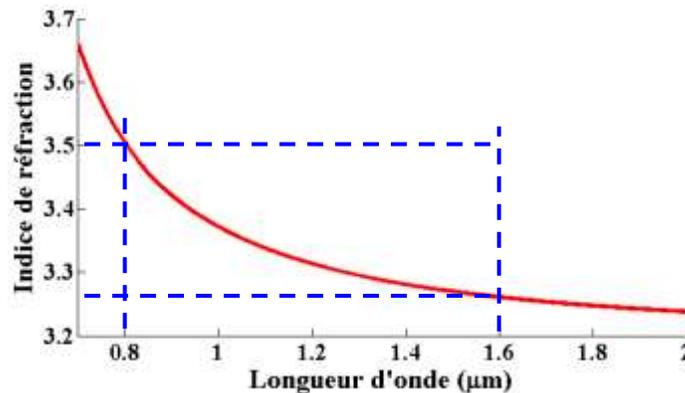


Fig. 4: Dispersion de l'indice de réfraction dans l' $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$  démontrant que l'indice à la fondamentale ( $1.6\mu\text{m}$ ) est beaucoup plus grande que l'indice à la seconde harmonique ( $0.8\mu\text{m}$ ).

Le QAP est une des techniques les plus populaires pour faciliter l'accord de phase. Cette méthode modifie la région non-linéaire du matériau pour accomplir une accumulation nette de la seconde harmonique qui se rapproche le plus que possible de l'accord de phase idéal. Ceci est effectué en créant un schéma périodique dans la non-linéarité du matériau. Le signe du tenseur de susceptibilité non-linéaire est inversé ou bien diminué à chaque longueur de cohérence ( $L_c = \pi\Delta\beta^{-1}$ , où  $\Delta\beta$  est la différence des vecteurs d'ondes) et donc la SH est capable de gagner de l'énergie tout au long de sa propagation. En pratique, il existe plusieurs méthodes pour

changer la non-linéarité, dont l'inter-mélange de puits quantiques (*quantum well intermixing*) [38], le liage de différents wafers [39], et la polarisation diélectrique périodique des matériaux [40]. Cependant, l'efficacité du QAP n'est pas aussi élevée que d'autres méthodes car l'accord de phases n'est pas réellement obtenu (voir la figure 5).

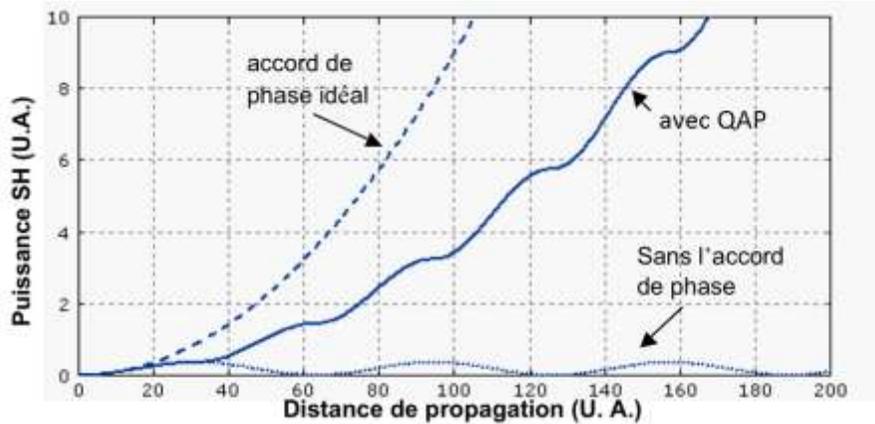


Fig. 5: Effet de l'accord de phases et du QAP sur la GSH.

Quand l'accord de phases ne peut pas être bien accompli, il y a une conversion partielle de la FF à la SH. Ces rendements de conversion sont généralement extrêmement faibles. La quantité convertie est inversement proportionnelle à  $\Delta\beta$ . Dans ce cas, l'énergie transférée par la non-linéarité  $\chi^{(2)}$  oscille rapidement entre la FF et la SH, plutôt que de constamment fournir de l'énergie à la SH (Fig. 5). Il y a un échange continu entre la FF et la SH; la FF fournit l'énergie à la SH et quand elle est épuisée, l'énergie de la SH est reconvertie à celle de la FF (comme le démontre la figure 6). Les conséquences de ce phénomène seront vues plus en détail dans la section 9.

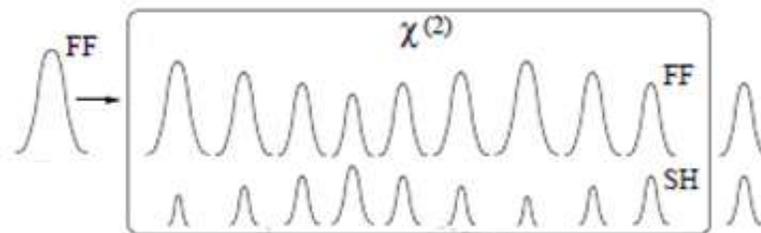


Fig. 6: Schémas de l'échange constant de l'énergie entre la FF et la SH.

## 2.2 L'effet Kerr

L'effet Kerr peut-être classifié comme un processus de non-linéarité  $\chi^{(3)}$  et se manifeste par la variation instantanée de l'indice de réfraction induite par le champ électrique. L'effet Kerr est responsable des phénomènes tels que l'auto-focalisation et l'auto-modulation de phase (AMP) [41-44]. L'auto-focalisation est quand le diamètre du faisceau optique diminue dans le matériau et l'AMP se manifeste par un décalage de phase en temps qui change le spectre en fréquence du faisceau. La non-linéarité Kerr est auto-infligée par le champ incident et l'origine physique vient de la polarisation non-linéaire générée dans le milieu, modifiant l'indice de réfraction et ainsi les propriétés de propagation de la lumière [45,46]. L'indice varie de manière linéaire avec l'intensité du faisceau incident, proportionnellement carré du champ électrique et dans la même direction. La dépendance s'exprime par l'équation suivante:

$$n = n_0 + n_2 I_p, \quad (2.9)$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction linéaire,  $n_2$  est l'index non-linéaire, et  $I_p$  l'intensité du faisceau incident. Comme  $\beta = \omega n_{\text{eff}}/c$ , la puissance optique de la pompe agit similairement sur les constantes de propagation. La valeur de  $n_2$  dépend essentiellement de  $\chi^{(3)}$  ( $n_2 = 3\chi^{(3)}/4n_0^2\epsilon_0 c$ ), de la longueur d'onde ( $n_0 = n(\lambda)$ ) et de la polarisation. Sa valeur peut être déterminée expérimentalement avec un balayage de l'axe de propagation. Pour la plupart des matériaux  $n_2$  est positif mais sa valeur peut aussi être négative (surtouts dans les méta-matériaux périodiques [47,48]), ce qui mène à une auto-défocalisation de l'onde, où le champ sur l'axe se propagent plus vite que les champs éloignés [49]. Donc l'indice du matériau ( $n$ ) dépend du signe de  $n_2$ ; si  $n_2$  est positif, l'indice totale augmente avec la hausse de l'intensité et inversement, diminue avec la hausse de l'intensité, si  $n_2$  est négatif. La fibre optique, par exemple a un indice non-linéaire de  $n_2 \approx 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ , pour une longueur d'onde de 1550nm [50], ce qui est relativement bas comparé aux semi-conducteurs qui ont un  $n_2$  beaucoup plus élevé  $\approx 10^{-16}$ - $10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$  [51]. Les matériaux avec un grand  $n_2$  sont plus non-linéaires mais sont aussi plus sujets à l'absorption non-linéaire.

## 2.3 L'Absorption non-linéaire

L'absorption non-linéaire est un processus qui dépend de la partie imaginaire de la susceptibilité des non-linéarités d'ordres impairs. Ce phénomène est responsable pour la grande majorité des pertes non-linéaires dans les matériaux diélectriques. Les pertes sont principalement causées par l'absorption quasi-simultanée de plusieurs photons. Celle-ci excite un électron d'un état quantique initial ( $e_i$ ), à un état plus élevé ( $e_f$ ), (soit d'un niveau de la bande de valence à la bande de conduction) [52]. Les électrons restent dans cette bande et donc le photon initial est absorbé sans réémission de photons. La figure 7 illustre l'absorption de deux photons (ADP) (comparativement au diagramme de le SH de la figure 2). Ce processus est décrit par la partie imaginaire de la susceptibilité du troisième ordre:  $\text{Im}\{\chi^{(3)}\}$ . Alors, si le coefficient non-linéaire  $\chi^{(3)}$  est un nombre réel, il n'y a pas d'ADP.

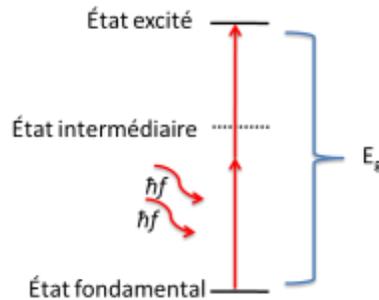


Fig. 7: Absorption non-linéaire à deux photons. Notez que l'état intermédiaire est virtuel.

Si l'électron se rend dans la bande de conduction, il est libre de bouger comme dans un conducteur [53]. En physique des solides, cette différence d'énergie (entre la bande de valence et de conduction) est nommée la bande interdite directe,  $E_g = e_f - e_i$ . Aucun électron ne peut exister dans cette région.  $E_g$  détermine essentiellement la conductivité du solide; les solides avec un grand  $E_g$  sont classifiés comme isolants, les semi-conducteurs ont un  $E_g$  moyen et les conducteurs ont un  $E_g$  très petit ou bien n'ont pas de bande interdite du tous.

Pour qu'un électron puisse passer de la bande inférieure à la bande supérieure, il a besoin d'une quantité d'énergie d'au moins  $E_g$ . Il gagne cette énergie en absorbant les photons incidents. En d'autres mots, pour avoir de l'absorption, la différence d'énergies entre les deux états doit être plus petite ou égale à la somme d'énergies des photons incidents. Quand l'énergie d'un photon

est supérieure à  $E_g$ , une transition réelle d'un état quantique à l'autre se produit. Lorsque l'énergie du photon est inférieure à  $E_g$ , une transition virtuelle se produit très brièvement. Si pendant cette transition intermédiaire, un deuxième photon interagit avec le même électron, une absorption réelle non-linéaire se produit (illustré dans la figure 6). L'absorption simultanée de trois ou plus de photons peut également se produire. Les matériaux avec un grand  $n_2$ , tels que les semi-conducteurs, ont un plus petit  $E_g$  et manifestent donc plus facilement de l'absorption non-linéaire. L'absorption dépend aussi de la concentration locale en photons et devient importante à haute intensité [54,55]. Les contributions principales de l'absorption multi-photonique dans les guides d'ondes semi-conducteurs sont généralement de deux et de trois photons [56] puisque les intensités nécessaires pour observer des pertes multi-photoniques d'ordres supérieures surpassent typiquement le seuil de dommages des matériaux.

### **2.3.1 Porteurs libres engendrés par l'absorption multi-photonique.**

L'absorption linéaire et non-linéaire peut créer des paires d'électrons-trous (porteurs libres). Ce processus est typiquement suivi par une recombinaison non-radiative de ces paires [57]. En d'autres mots, quand un électron est excité de la bande de valence à la bande de conduction, il laisse un 'trou' joint à lui dans la bande de valence. Dans la bande de conduction, l'électron excité peut se déplacer librement tout en gardant une relation fortement liée avec le trou qu'il a créé. La génération et recombinaison de ces paires influence la réponse optique du semi-conducteur. Un changement de l'indice de réfraction est induit par ce phénomène et peut être déterminé par la transformée de Kramers-Kronig [58]. De cette transformée, l'indice complexe peut être complètement déterminé en fonction de la longueur d'onde et de l'absorption du matériau. La variation de l'indice qui provient des porteurs libres est toujours négative (l'indice est diminué par cet effet). Notamment, ces porteurs libres peuvent contribuer aux pertes optiques en permettant des transitions inter-bandes et donc des absorptions de porteurs libres. Ce phénomène est non-linéaire quand la génération de porteurs libres est accomplie par une absorption multi-photonique. En particulier, ces pertes sont très nuisibles dans les guides d'ondes fabriqués de semi-conducteurs et limitent grandement leur utilité comme dispositifs non-linéaires [59].

### 3. Guides d'ondes et optique intégrée

L'optique intégrée est motivée par plusieurs facteurs pratiques; principalement par le besoin de miniaturisation pour créer des fonctions optiques avec des composants compacts et faciles à implémenter sur un substrat commun. Ceci engendre ainsi une réduction des coûts de production, une capacité de fonctionnement à des puissances acceptables (grâce à leurs petites aires modales) et la facilité d'intégration avec d'autres composants. Presque tous les dispositifs optiques intégrés sont à base de guides d'ondes ou liés à eux, par exemple, les filtres optiques, les modulateurs, les amplificateurs, les lasers et les photo-détecteurs. Il est d'abord primordial de maîtriser leurs principes de fonctionnement pour bien comprendre l'intégration en général.

Un guide d'ondes est une structure capable de confiner et de transporter une onde électromagnétique. Un faisceau lumineux qui se propage dans l'espace libre ne maintient pas sa forme spatiale initiale et l'énergie du faisceau se disperse dans les trois dimensions ( $x,y,z$ ) durant sa propagation, le rendant presque impossible à détecter après une certaine distance. Dans le plan transversal ( $x,y$ ), l'effet qui prend place se nomme diffraction. Un guide d'ondes optique transporte un faisceau en gardant son profil transversal à une taille finie, prévenant sa diffraction et ainsi gardant son énergie confinée. Dans la direction de propagation ( $z$ ), le faisceau subit de la dispersion qui affecte la vitesse de propagation de l'onde et ainsi la phase de ses composantes spectrales. Il est indispensable pour les applications de traitements de signaux de pouvoir transporter un signal d'un point à un autre en conservant son énergie et sans trop modifier l'information transmise. Par contre, ces structures peuvent également être utilisées comme intermédiaire pour volontairement transformer un signal en manipulant ses propriétés lors de sa propagation. Il existe diverses topologies de guides d'ondes possibles pour l'intégration et elles peuvent être classées selon leurs géométries, modes supportés, profils d'indices de réfraction et selon le type de matériau utilisé.

Il y a de nombreux paramètres importants et des étapes essentielles dans la conception d'un guide d'ondes. Il faut d'abord choisir le type de guide d'ondes, déterminer les matériaux appropriés pour l'application spécifique, établir le contraste entre les indices de réfraction du guide et fixer les dimensions. Plus spécifiquement, une conception appropriée est obligatoire

pour assurer que le guide influence le signal de façon prescrite et exécute la fonction désirée. Par exemple, en télécommunication, la fibre optique est utilisée pour circuler de l'information entre divers composants optiques, il est donc important que le signal à la sortie de la fibre optique soit identique au signal à l'entrée. Dans d'autres applications, telle que pour la conversion de longueurs d'ondes, la modification du signal est requise. Pour bien suivre la conception de telles structures, les principes d'opérations de ces guides seront introduits. Un bref aperçu des modes et des propriétés de propagation dans les guides, sera ensuite présenté. Les avantages et défis de l'intégration de ces structures seront discutés et le choix des matériaux pour la plateforme d'intégration sera justifié.

### 3.1 Principes d'opérations des guides d'ondes

Les guides d'ondes optiques comprennent typiquement une région centrale, connue comme le cœur ou le noyau du guide, entourée d'une seconde région, nommée la gaine du guide. Le cœur requiert généralement un milieu à forte permittivité et la gaine devrait être composée par un matériau à faible permittivité. Le confinement et la propagation du faisceau optique se passe dans le cœur du guide. Pour assurer cette propriété, l'indice de réfraction du noyau ( $n_c$ ) doit être supérieur à l'indice de la gaine ( $n_g$ ) autrement dit:  $n_c > n_g$ . Ceci permet la réflexion totale interne (RTI), le phénomène à base du fonctionnement de tous les guides d'ondes (Fig. 8) [60-62]. De plus, un contraste d'indice élevé entre le cœur et la gaine permet des structures monomodales très petites. Ce principe sera détaillé davantage dans la section suivante.

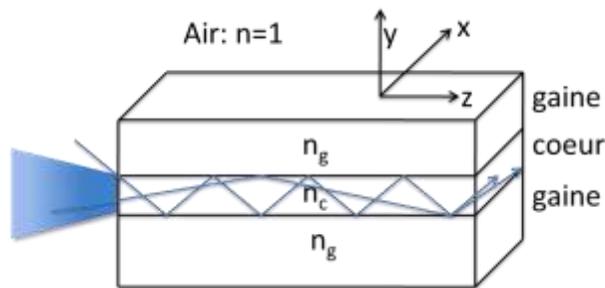


Fig. 8: Le schéma de la RTI dans l'approche simpliste de l'optique scalaire. Le faisceau est couplé dans le cœur et son évolution s'accomplit au long du guide. Pendant sa propagation, une modification de phase ainsi que des variations dans sa distribution spatiale sont possibles.

Il y a divers types de guides d'ondes (intégrés et non-intégrés), offrant chacun leurs propres avantages. Un exemple bien connu d'un guide d'ondes optique est la fibre optique. La fibre optique standard (SMF-28e de Corning® [63]) fournit un contraste d'indice très faible de 0.36% et permet un mode avec une aire d'environ  $85\mu\text{m}^2$ . Les guides d'ondes intégrés par contre offrent un contraste beaucoup plus élevé et conséquemment un mode plus confiné, par exemple un guide d'ondes enterré de silicium dans de l'oxyde ( $\text{SiO}_2$ ) à un contraste de  $\sim 57\%$  et une aire modale d'approximativement  $0.1\mu\text{m}^2$  (quasiment mille fois plus petit!). Les avantages d'une petite aire modale seront détaillés dans la section de l'intégration.

### 3.1.1 Modes

Les équations de Maxwell permettent d'analyser les guides d'ondes et leurs modes [64-65]. En résolvant ces équations, l'évolution complète d'un faisceau électromagnétique pendant sa propagation à l'intérieur d'un guide peut être déterminée. Il y a plusieurs solutions possibles pour ces équations et elles sont nommées modes. Ces modes sont les fonctions propres du système, qui maintiennent leurs distributions spatiales et accumulent strictement une phase linéaire. En d'autres mots, les modes d'un guide d'ondes forment une base orthonormale. Chacun des modes est caractérisés par une distribution transverse des champs électromagnétiques qui théoriquement ne se modifie pas en se propageant. Un guide d'ondes peut avoir plusieurs modes d'ordres élevés (sauf les guides monomodaux qui supportent seulement le mode fondamental). Expérimentalement, il est souvent plus facile d'exciter le mode fondamental d'une structure grâce à sa ressemblance à un mode d'une cavité laser. En télécommunications, les guides sont habituellement monomodes pour éviter la dispersion modale des signaux (engendrant de la diaphonie inter-symbole dans un signal optique) [66,67].

Il existe principalement deux types de modes: des modes confinés, où la majorité de l'énergie est bien concentrée dans les limites du guide, et des modes non-confinés, qui peuvent exister dans d'autres régions (dans la gaine par exemple). On s'intéresse surtout aux modes confinés pour les télécommunications puisqu'ils conservent le mieux l'intégrité de l'information et contiennent le plus d'énergie. L'énergie du mode fondamental confiné est schématisée dans la figure 9 par une

coupe transversale d'un guide d'ondes rectangulaire. Il est clair que la majorité de l'énergie (représentée par la région rouge) est bien dans le centre du guide.

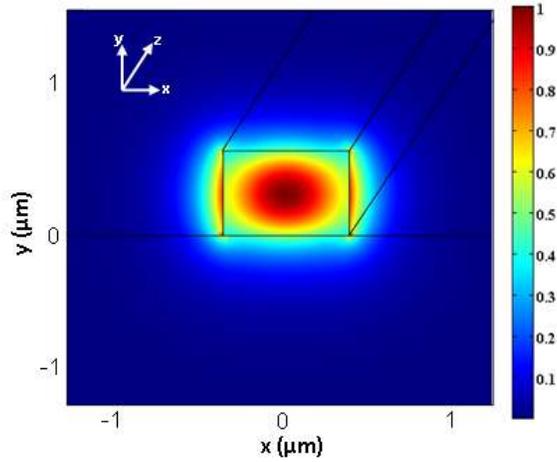


Fig. 9: Mode fondamental guidé d'un guide d'ondes. La barre de couleurs démontre l'intensité relative.

Les modes confinés sont nécessairement orthogonaux et forment une base de l'espace vectoriel des champs électromagnétiques à l'intérieur du guide d'ondes. Alors toute distribution électromagnétique se propageant dans un guide d'ondes (mode confiné) peut être représentée par une superposition linéaire des modes fondamentaux de ce guide.

Le champ électrique d'un faisceau électrique monochromatique (composé d'une seule fréquence) arbitraire peut s'exprimer par:

$$E(x, y, z, t) = \text{Re}\{\bar{E}(x, y, z)^* \exp(i\omega t)\}, \quad (3.1)$$

où  $\bar{E}(x, y, z)$  est l'amplitude complexe et décrit le profil spatial en trois dimensions du champ, et  $\exp(i\omega t)$  exprime son oscillation;  $\omega$  est la fréquence angulaire et  $t$  est le temps.

Un champ électrique monochromatique (indépendant du temps) supporté par un guide d'ondes est représenté par:

$$\bar{E}(x, y, z) = \text{Re}\{\bar{\bar{E}}^* \exp(-i\beta z)\}, \quad (3.2)$$

où  $\beta$  est la constante de propagation du mode. Cette expression représente une solution du guide.

Si plusieurs modes existent, la décomposition de ce champ peut être représentée par (3.2):

$$E(x, y, z, t) = \sum_m a_m \bar{\bar{E}}_m(x, y) \exp(-i\beta_m z + i\omega t) + \int b_n \bar{\bar{E}}_n(x, y) \exp(-i\beta_n z + i\omega t) dn, \quad (3.3)$$

où  $m$  &  $n$  sont les ordres des modes, où  $m$  est un nombre entier et  $n$  est un nombre réel.

Cette équation implique que les modes confinés sont discrets et les modes non-confinés sont continus. On s'intéresse surtout aux modes confinés. Il est important de noter que cette décomposition modale peut également être effectuée pour des ondes optiques à large bande spectrale en utilisant la transformée de Fourier [68]. Souvent, les divers modes d'une structure sont caractérisés par leur constante de propagation, par leur distribution spatiale du champ électromagnétique (qui définit l'ordre du mode) et par leur polarisation (linéaire, circulaire, elliptique, etc.) [69]. Le nombre fini de modes confinés est facilement expliqué avec l'approche scalaire de base (voir Fig. 7), qui nécessite que la phase d'un mode guidé interfère constructivement avec la phase de ce même mode après deux réflexions aux parois du guide.

Un mode se constitue d'une distribution spatiale et d'une constante de propagation.  $\beta_m$  est la constante de propagation du mode  $m$ , (ainsi  $\beta_n$  pour  $n$ ),  $a_m$  et  $b_n$  sont des coefficients d'amplitude pour chaque mode. Les coefficients d'amplitude pour chaque mode peuvent être déterminés en utilisant la condition d'orthogonalité des modes:

$$a_m = \frac{\iint (\bar{\bar{E}}(x, y) \times \bar{\bar{H}}_m^*(x, y)) \cdot \hat{z} dx dy}{\iint (\bar{\bar{E}}_m(x, y) \times \bar{\bar{H}}_m^*(x, y)) \cdot \hat{z} dx dy}, \quad (3.4)$$

où  $\bar{\bar{H}}_m^*$  représente le champ magnétique du mode  $m$  déterminé par le champ électrique via les équations de Maxwell.

La série de Maxwell consistant en des équations différentielles partielles constitue les fondements de l'optique classique. Ces équations décrivent l'évolution de n'importe quel champ électrique et magnétique provenant de faisceaux optiques. Elles aident à développer les équations

électromagnétiques de propagation d'impulsions à l'intérieur de guides d'ondes optiques. Presque toutes les relations entre les champs peuvent être dérivées de ces quatre équations:

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t},$$

$$\nabla \times H = J_f + \frac{\partial D}{\partial t},$$

$$\nabla \cdot D = \rho_f,$$

$$\nabla \cdot B = 0. \tag{3.5}$$

Le vecteur  $E$  représente le champ électrique du faisceau,  $B$  son induction magnétique,  $H$  le champ magnétique,  $D$  le vecteur d'induction électrique,  $J_f$  le vecteur de densité libre de courant dans le milieu de propagation,  $\rho$  la densité de charge électrique du milieu,  $t$  la variable du temps, et  $\nabla = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$ . Notre intérêt porte sur des matériaux non-magnétiques diélectriques, pour lesquels la relation entre le vecteur d'induction magnétique  $B$  et le champ magnétique peut-être représentée par  $B = \mu_0 H$ , et le vecteur d'induction électrique  $D = \epsilon_0 E + P$ , où  $\mu_0$  est la perméabilité magnétique du vide,  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide, et  $P$  est le vecteur de polarisation. De plus, la nature diélectrique des matériaux nous permet également de conclure que  $J_f = \rho_f = 0$ .

En outre, pour trouver la variation du mode en propagation, il faut d'abord trouver le flux d'énergie du champ électromagnétique. Les modes d'un guide d'ondes sont orthogonaux, n'échangent pas d'énergie et peuvent s'exprimer comme une superposition linéaire d'autres modes dans le guide. Alors, le flux d'énergies des champs peut-être exprimé par le vecteur de Poynting. Le vecteur de Poynting, représente le flux moyen en fonction du temps des champs complexes et peut-être exprimé par:

$$S = \frac{1}{2}(E \times H^*). \tag{3.6}$$

En intégrant la partie réelle du flux sur la surface transversale du guide, la puissance totale d'un mode optique se propageant dans un guide d'ondes (en direction z) peut être trouvée. La puissance optique totale dans ce système est donnée par:

$$P_p = \iint \text{Re}\{S\} \hat{z} dx dy = \frac{1}{2} \iint \text{Re}\{E \times H^*\} \hat{z} dx dy. \quad (3.7)$$

Toutefois, la détermination mathématique complète des modes consiste à trouver la valeur propre du mode, qui est la constante de propagation  $\beta_m$ , ainsi que sa distribution électromagnétique spatiale  $\vec{E}_m(x, y)$ . Généralement les équations de Maxwell doivent être résolues numériquement pour trouver ces solutions [70]. Les résultats donnent les distributions spatiales des composantes du champ électrique ( $\vec{E}_m(x, y)$ ) avec lequel il est possible de calculer les composantes magnétiques du champ électromagnétique du mode. Une analyse théorique plus détaillée des modes sera développée dans le chapitre de la théorie des modes couplés.

### 3.1.2 Dispersion

En pratique, un faisceau optique transmis se propageant dans un guide d'ondes n'est pas monochromatique et se compose d'une distribution de longueurs d'ondes autour de la fréquence principale [71] Puisque les propriétés d'un matériau dépendent souvent de la longueur d'onde du faisceau incident, ceci peut considérablement affecter la réponse optique de celui-ci. Plus spécifiquement, l'indice de réfraction est très sensible à la longueur d'onde incidente qui influence directement les propriétés du faisceau en propagation. Un matériau qui démontre ce comportement est dispersif.

Typiquement, la relation entre l'indice de réfraction et la longueur d'onde est décrite par une relation de Sellmeier [72]. À titre d'exemple, cette relation est présentée graphiquement pour le silicium [73] à la figure 10.

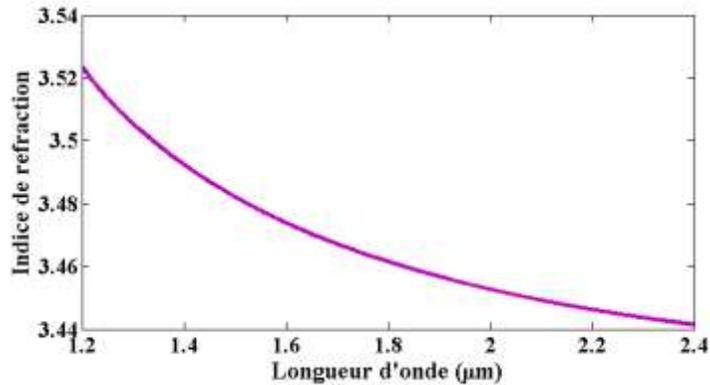


Fig. 10: Indice de réfraction de silicium basé sur un modèle de Sellmeier.

Sur cette figure on peut voir que l'indice de réfraction change significativement avec la longueur d'onde. Cette variation représente la dispersion du matériel qui est résultat de sa polarisabilité électronique. Elle se manifeste par un changement de la vitesse de propagation de l'onde. Alors, un faisceau optique, étant composé de différentes longueurs d'ondes, qui se propagent dans un milieu dispersif, tel qu'un guide d'ondes, expérimente différents indices de réfraction et ainsi un changement de la vitesse de propagation.

La vitesse d'une onde peut être représentée par la vitesse de phase ou la vitesse de groupe. La vitesse de phase décrit la vitesse de l'onde en fonction d'un point de repère avec lequel la phase varie en temps dans le milieu pour n'importe quelle fréquence ( $v_p = \frac{\omega}{\beta}$ ), alors  $v_p$  est la vitesse de phase d'une onde monochromatique. La constante de propagation est  $\beta = \omega n_{\text{eff}}/c$  et donc la vitesse de phase peut être exprimée par ( $v_p = \frac{c}{n_{\text{eff}}(\omega)}$ ) [74], où  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif de groupe dépendant de la fréquence et  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. De là, la vitesse de chaque composantes du faisceau et ainsi du mode peut être déterminée. La vitesse de groupe, d'un autre côté, est la vitesse avec la forme générale de l'onde (l'enveloppe) qui voyage dans le milieu ( $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta}$ ). La figure 11 démontre la relation entre ces deux quantités.

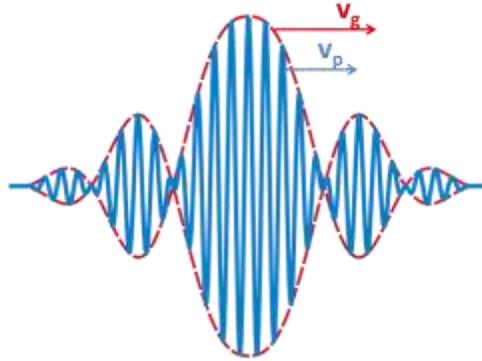


Fig. 3: Représentation de la vitesse de phase (en bleu) et la vitesse de groupe (en rouge).

Quand une onde se propage dans un milieu dispersif, ces deux vitesses changent. En général, ce phénomène se nomme dispersion de la vitesse de groupe (DVG) et résulte du fait que chaque composante spectrale se propage à une vitesse différente. La DVG peut être responsable de l'agrandissement ou de la compression d'impulsions, ce qui affecte directement les effets non-linéaires.

Il est clair, à partir de cette relation, que la vitesse de phase dépend de la fréquence par l'indice de réfraction, ce qu'on appelle la dispersion chromatique. La variation des fréquences induit également des changements sur les modes de la structure. Cette dispersion est introduite dans les équations de modes par un indice effectif dispersif ( $n_{\text{eff}}(\omega)$ ).

Généralement cette équation doit être résolue numériquement en utilisant les conditions aux frontières de Maxwell aux interfaces des différents matériaux. L'approche numérique la plus fréquemment utilisée est la méthode des éléments finis [75]. La solution donne les composantes du champ électromagnétique ( $\bar{E}_x(x,y), \bar{E}_y(x,y), \bar{E}_z(x,y)$ ), avec lequel les composantes magnétiques du champ électromagnétique du mode peuvent être calculées.

## 3.2 L'intégration

L'optique intégrée a pour but de développer des composants optiques compacts et faciles à fabriquer sur un substrat commun pour éventuellement réduire les coûts de production [76] et vise, en fin de compte, à créer une puce optique pour le calcul toute-optique. L'assemblage de ces composants avec d'autres composants (tel que des guides d'ondes intégrés) sur la même puce est reconnu comme un circuit photonique intégré. Cette technologie est analogue aux circuits intégrés en électronique.

L'intégration d'un guide d'ondes est un aspect critique pour l'accomplissement d'une structure à haut confinement optique et à l'amélioration des effets non-linéaires. Un contraste d'indice élevé permet des structures monomodales bien-confinées et très petites [77]. Comme vu dans les sections précédentes, les phénomènes non-linéaires prennent plus d'ampleur avec l'augmentation de l'intensité du faisceau optique. L'intensité moyenne d'un faisceau se propageant dans un guide d'ondes peut être définie par  $I \approx P_p/A$ , où  $P_p$  est la puissance du faisceau et  $A$  est l'aire du guide d'ondes. Il est donc important de diminuer l'aire d'un mode optique pour augmenter les effets non-linéaires sans augmenter les exigences énergétiques.

La problématique est donc de développer un dispositif intégré avec une technique de fabrication peu coûteuse, reproductible, accordable en longueur d'onde, dans un matériau intégrable et compatible avec diverses structures. Cependant l'utilisation de guides d'ondes intégrés engendre également certaines difficultés non-négligeables, comme la possibilité d'augmentation des pertes optiques de propagation, une réduction d'efficacité énergétique (énergie couplée/énergie d'entrée) et un faible rendement pour le couplage.

Grâce à diverses méthodes de fabrication, il est possible de réaliser différents types des guides pour répondre à divers besoins. Ils sont tous nécessairement basés sur le concept de RTI. Une fois que le confinement est établi, la forme et le matériau sont des variables flexibles. La figure 12 présente 5 différents modèles de guides d'ondes rectangulaires typiques.

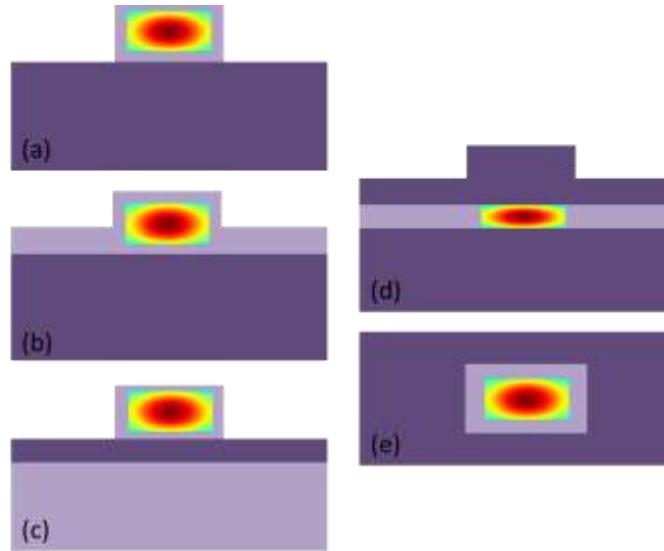


Fig. 4: Guide d'ondes (a) à ruban avec région guidante est complètement gravé (b) à ruban partiellement gravé (c) à ruban avec couche intermédiaire pour isoler le substrat (d) à ruban complètement enterré (e) enterré.

Le guide d'ondes couplé avec le réseau de Bragg examiné ressemble au guide d'ondes ruban complètement gravé (Fig. 12(a)). Ce type de guide est possiblement le plus facile à concevoir et fabriquer [78]. Une couche guidante (indice  $n_c$ ) est déposée sur un substrat ( $n_s$ , où  $n_s < n_c$ ). La couche guidante est ensuite complètement gravée à l'exception d'une petite largeur qui définira le guide d'ondes. Malgré sa simplicité, cette structure offre un contraste d'indices très haut puisque le cœur du guide est entouré d'air ( $n_{\text{air}}=1$ ) sur 3 des 4 cotés, créant facilement un contraste d'indices élevé.

Il y a toutefois toujours des difficultés qui demeurent dans la fabrication de ces structures. Les surfaces gravées produisent souvent des porosités minuscules engendrant des pertes optiques importantes, surtout dans les structures monomodes où les dimensions de la région guidante sont très petites (inférieures à la longueur d'onde du mode), rendant les imperfections plus significatives. L'effet des substances étrangères (poussière ou autres) qui peuvent se déposer sur le cœur du guide est également non-négligeable et peut induire des pertes supplémentaires.

### 3.3 Plateforme d'AlGaAs

Le choix des matériaux est primordial pour la classification d'un guide d'ondes. Les matériaux utilisés déterminent la capacité d'intégration du guide, sa compatibilité avec d'autres composants, les indices de réfraction optiques des régions distinctes, la dispersion chromatique, l'absorption et l'ampleur des effets non-linéaires.

Les matériaux qui sont actuellement les plus populaires pour l'optique intégrée sont les semi-conducteurs. Les semi-conducteurs ont un indice de réfraction élevé à la longueur d'onde des télécommunications et sont très utiles pour la formation de guides d'ondes à contraste d'indices élevé. Ceci facilite la miniaturisation, favorisant ainsi l'intégration de multiples composants optiques sur une même puce. De plus, les semi-conducteurs sont des matériaux extrêmement importants en optique puisqu'ils sont capables de réaliser des fonctions actives ainsi que passives [79]. Ils sont couramment utilisés pour détecter, générer, manipuler, amplifier, et transmettre de la lumière et possèdent typiquement un indice optique élevé dans la bande spectrale des télécommunications (soit de 1450nm à 1650nm). Les semi-conducteurs sont donc d'excellents candidats pour des dispositifs non-linéaires intégrés. L'alliage d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) est le semi-conducteur choisi comme matériel pour ce dispositif et présente les bénéfices énumérés ci-dessus, mais offre aussi plusieurs des avantages qui lui sont propres.

Tout d'abord, la plateforme d'AlGaAs est actuellement celle qui est la plus développée technologiquement [80-82]. Elle possède des techniques avancées de fabrication et ceci permet la fabrication de dispositifs très complexes, tels que les guides d'ondes, tout en gardant les pertes relativement basses. Les pertes optiques sont trop souvent le facteur limitant la performance du dispositif et nous pouvons faire beaucoup de progrès en les minimisant. L'AlGaAs est alors le meilleur choix en termes de qualité de fabrication et pour réduire le plus que possible les pertes induites par les imperfections de fabrication.

L'AlGaAs est une plateforme particulièrement intéressante pour les dispositifs non-linéaires du deuxième ordre. Ce cristal est membre du groupe III-V, possédant une structure non centrosymétrique, et un tenseur de susceptibilité non-linéaire du deuxième ordre très élevé de 180pm/V [83], soit 6 fois plus grand que dans le  $\text{LiNbO}_3$  [84]. L'AlGaAs possède des non-linéarités  $\chi^{(2)}$

qui sont plus fort que les effets  $\chi^{(3)}$ , rendant la GSH très pratique et efficace. Mais à cause du manque de biréfringence, il est spécialement difficile d'obtenir un accord de phases, c'est pourquoi les non-linéarités du troisième degré sont plus facilement exploitées en AlGaAs.

De plus, l'AlGaAs a un comportement idéal pour la non-linéarité de Kerr en fonction de la bande interdite [85,86]. Son coefficient non-linéaire de l'indice de réfraction,  $n_2 \approx 1.5 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ , est plus de 500 fois plus grand que celui de la silice,  $n_2 \approx 2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ . Un indice de réfraction élevé est important non seulement pour former des structures à confinement élevé, mais également pour augmenter certains effets non-linéaires. En comparant le verre ( $n=1.5$ ) avec un semi-conducteur typique ( $n=3.5$ ), on peut prédire que les effets non-linéaires du troisième ordre seront plus grands dans un semi-conducteur ( $n = n_0 + \frac{3\chi^{(3)}}{8n_0} |E|^2 = n_0 + n_2 I$ ). Les guides d'ondes à fort rapport d'aspect (à contraste d'indice élevé) permettent un confinement optique élevé, ce qui permet de réaliser des structures de guides d'ondes courbées avec des rayons inférieurs à  $30 \mu\text{m}$  sans pertes, et pour maximiser les effets non-linéaires. De plus, la dispersion est réglable dans ces guides d'ondes due, encore une fois, au confinement optique élevé.

En outre, l'hétéro-structure, composé de divers alliages d'AlGaAs, peut être conçue pour avoir un confinement fort, tout simplement en variant la concentration d'Aluminium (méthode très facile et pratique). Une petite aire modale un confinement élevé induit ce qui améliore la non-linéarité désirée puisque l'aire est inversement proportionnelle à l'intensité.

$$\Delta n_{\text{non linéaire}} \sim n_2 I \sim n_2 \frac{P_p}{A}, \quad (3.8)$$

où  $P_p$  est la puissance de la pompe et  $A$  est l'aire de la coupe transversale du guide.

Son utilité comme matériel non-linéaire pour les guides d'ondes sub-micrométriques a déjà été prouvée par son utilisation dans nombreuses applications, incluant la génération de nouvelles fréquences par l'auto-modulation de phase [87] et la commutation tout-optique sur des puces optiques ultra-compactes [88].

Un autre grand atout de cet alliage est que le GaAs a une bande interdite directe. Ceci permet la fabrication de composants actifs, tel que des lasers, les détecteurs et des modulateurs sur la même puce, ce qui encourage l'intégration monolithique et ainsi consolide la voie des circuits tout-optiques intégrés. Par exemple, il est possible d'avoir des lasers émettant des longueurs d'onde de 850nm à plus de 1600nm en utilisant divers alliages de GaAs (e.g. AlGaAs, InGaAsP) [89,90]. De plus, l'alliage entre le GaAs et AlAs permet de contrôler l'énergie de la bande interdite et de la demi-bande interdite, réduisant significativement les pertes non-linéaires. D'ailleurs, l'énergie de la longueur d'onde des télécommunications est plus petite que la demi-bande interdite et donc les pertes par ADP et porteurs libres peuvent être quasiment négligés. Puisque la valeur de  $\chi^{(2)}$  augmente quand la concentration d' $\text{Al}_{(x)}$  diminue, le meilleur compromis est obtenu pour la plus petite valeur de  $x$  compatible avec l'abolition d'absorptions linéaires à la fréquence de la SH. Pour une FF de 1550nm, une valeur de  $x \approx 0.3$  est nécessaire [91]. Pour un alliage d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  où  $x < 0.4$ , la bande interdite est directe. Par exemple, pour  $x=0.25$ ,  $E_g = 1.73\text{eV}$  qui correspond à un photon de longueur d'onde de 717nm. Pour l'absorption de deux photons, chaque photon doit avoir, au plus, une longueur d'onde de 1434nm, beaucoup plus courte que celle typiquement utilisée pour les télécommunications (1550nm). De plus, les alliages d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  sont de grande importance pour plusieurs applications électroniques et optiques à haute vitesse puisque la différence de paramètre de maille entre le GaAs et l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  est très petite (moins de 0.15% à 300K).

Dans l'ensemble, l'AlGaAs est un candidat idéal pour la plateforme d'intégration de composants optiques non-linéaires et peut possiblement être le matériel définitif pour les télécommunications du futur.

## 4. Structures Périodiques

Il est primordial de bien comprendre le concept des structures périodiques afin de bien apprécier le comportement des réseaux de Bragg. Ce chapitre présente une brève initiation aux structures périodiques dans le domaine de la photonique.

Un cristal photonique est défini par une modulation périodique de la permittivité diélectrique

$$\varepsilon(z) = \varepsilon(z + \Lambda), \quad (4.1)$$

où  $\Lambda$  est la période [92]. L'influence de la variation périodique de la permittivité diélectrique sur un photon est analogue au potentiel périodique ressenti par un électron voyageant dans la structure cristalline d'un semi-conducteur [93]. Semblables aux semi-conducteurs, les cristaux photoniques possèdent des bandes photoniques interdites ainsi que des régions qui sont accessibles aux photons. Alors, pour les cristaux photoniques, il y a des photons qui peuvent se propager dans la structure et d'autres qui ne peuvent pas, dépendant de leurs fréquences respectives. Les cristaux photoniques ont une capacité unique à manipuler le flux de lumière et de fabriquer des dispositifs optiques intégrés supérieurs [94,95].

Les longueurs d'ondes permises dans la structure sont reconnues comme solutions générales, ou modes de Bloch, du système périodique [96,97]. Les relations de dispersion de ces modes sont primordiales et caractérisent les propriétés des structures cristallines photoniques, plus spécifiquement elles déterminent la bande interdite,  $E_g$  [98,99]. Puisque le phénomène physique est basé sur la diffraction, la périodicité de la structure à cristal photonique doit être du même ordre de grandeur que la longueur d'onde incidente. Alors, la géométrie de la structure périodique détermine quelles fréquences peuvent se propager dans le cristal. Avec une bonne géométrie et les propriétés matérielles appropriées, il est possible de concevoir le cristal de telle manière qu'une gamme de fréquences ne puisse pas se propager quelles que soient les directions cristallographiques, donnant le contrôle de la bande interdite photonique à l'ingénieur responsable de la structure. Comme vu dans la section précédente,  $E_g$  détermine essentiellement le comportement du matériau et les effets non-linéaires applicables.

Comme le montre la relation entre la propagation et la modulation de la permittivité diélectrique (et ainsi de l'indice de réfraction), il y a une réflexion partielle de l'onde incidente à chaque modulation. Certaines ondes réfléchies s'additionnent par interférence constructives, reflétant une bande de fréquences caractéristique. La diffraction de rayons x dans une structure cristalline est un exemple connu de ce phénomène (Fig. 13) [100-102]. La même idée s'applique aux guides d'ondes avec des variations périodiques de leur permittivité diélectrique, sauf qu'un guide d'ondes est une structure qui confine l'onde, donc la propagation se fait uniquement dans une direction (l'axe de propagation), ainsi que la réflexion, qui est généralement normal à la surface de la modulation de l'index. Alors, en sachant la longueur d'onde et la périodicité, l'ingénieur de la structure peut facilement déterminer les fréquences filtrées.

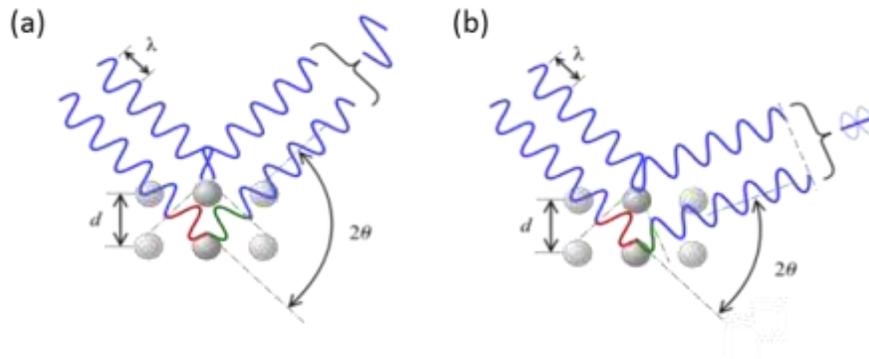


Fig. 5: Exemple de diffraction de rayons x (a) interférence constructive (b) interférence destructive. Notez que  $d$  doit être le même ordre de grandeur que  $\lambda$ .

## 4.1 Les réseaux de Bragg

Les cristaux photoniques sont des matériaux optiques intéressants puisqu'ils peuvent manipuler le flux lumineux. Ce contrôle de la lumière est utile pour l'avancement de la technologie photonique, plus spécifiquement pour créer des fonctions utiles pour les télécommunications. Un dispositif bien connu qui exploite les propriétés de la structure périodique est le réseau de Bragg (RB). Un RB est une structure qui varie périodiquement son indice de réfraction effectif. Cette modulation est possible de différentes manières; en changeant les propriétés du matériel ou en variant la géométrie de la structure par exemple. À chaque interface de changement de l'indice, il y a une réflexion partielle de l'onde incidente. La relation entre la modulation de l'indice et la fréquence de l'onde incidente détermine la phase relative de tous les signaux réfléchis. C'est

grâce à l'interférence constructive (accord de phase) de chaque réflexion qu'une bande de longueur d'onde spécifique, centrée à la fréquence de Bragg, est complètement rejetée (voir Fig. 14). Cette structure est souvent intégrée dans un guide d'ondes, rendant son influence plus efficace grâce au confinement de la lumière et au contrôle de la direction de propagation (généralement perpendiculaire à la modulation).

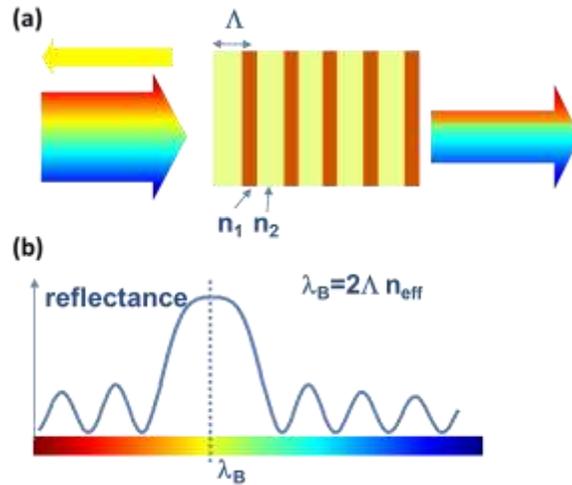


Fig. 6: Bande réfléchie de la structure centrée sur la longueur d'onde de Bragg. Toutes les autres fréquences sont transmises. (a) démontre un schéma du réseau de Bragg avec une onde d'entrée, une onde transmise et réfléchie (en jaune) (b) et le graphique du spectre

La structure agit comme un miroir diélectrique strictement pour l'onde rejetée ( $\lambda_B$ ). Il est donc possible de penser à un RB comme étant un filtre optique à bande étroite, où toutes les fréquences, sauf celles autour de la fréquence de Bragg, sont transmises à la sortie de la structure. La longueur d'onde de Bragg est reliée à la période ( $\Lambda$ ) par l'indice effectif de la structure ( $n_{\text{eff}}$ ):

$$\lambda_B = m * 2\Lambda n_{\text{eff}}, \quad (4.2)$$

où  $m$  est l'ordre du mode qui se propage dans le guide d'ondes. Pour les guides d'ondes monomodaux (mode fondamental) ou pour la propagation sans guide,  $m=1$ . Cependant, cette simple relation ne fournit aucune information sur la largeur ou la puissance de la bande réfléchie. La théorie des modes couplés comprend une analyse plus approfondie des performances de la structure et fournit des informations plus détaillées. Cette méthode théorique sera présentée dans la section 8 pour une modélisation complète du réseau.

### 4.1.1 Les réseaux de Bragg dans le régime non-linéaire

À haute intensité, le champ électromagnétique d'une impulsion optique interagit de manière non-linéaire avec les propriétés de la matière, et en conséquence les modifie. La non-linéarité du troisième ordre se dévoile dans presque tous les matériaux, qui se manifeste souvent comme une non-linéarité de Kerr. Comme revu dans la section précédente, cette non-linéarité s'exprime par une variation de l'indice de réfraction. Ceci mène à une variation de l'indice de réfraction effectif de la structure, qui modifie en effet la condition de Bragg (gérant la bande interdite),

$$\lambda_B = m \cdot 2\Lambda n_{\text{eff}} = m \cdot 2\Lambda(n_{\text{eff}} + n_2 I), \quad (4.3)$$

tel qu'illustré dans la figure 15.

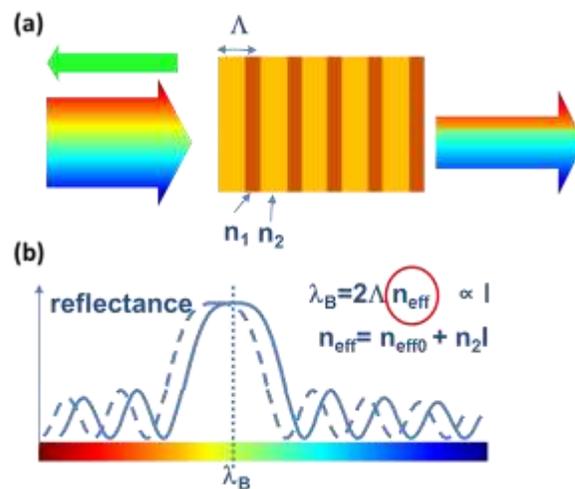


Fig. 7: Décalage de la bande réfléchie par effet Kerr. (a) démontre un schéma du réseau de Bragg avec une onde d'entrée, une onde transmise et réfléchie (en vert) (b) est le graphique du spectre réfléchi, la courbe pointillée est la bande rejetée originale, avec la hausse de l'intensité, la bande se décale vers des longueurs d'ondes plus longues.

L'exploitation des propriétés de l'effet Kerr dans la structure, en tenant compte de la flexibilité sur le contrôle de la bande rejetée (aussi connue comme l'encoche), ouvre la porte à diverses applications et études intéressantes. En prenant avantage de ces propriétés, plusieurs opérations sont possibles, par exemple: le contrôle sur la forme de l'impulsion, de la commutation *toute-optique*, des fonctions de bi-stabilités et de la génération de solitons interstitiels [103-115].

## 5. Réseaux de Bragg: État de l'art

Plusieurs scientifiques et chercheurs ont étudié et investigué les interactions non-linéaires dans les structures périodiques. Une brève revue de l'état de l'art des RB jusqu'à présent sera introduite dans ce chapitre pour avoir un bon aperçu sur les découvertes et développements établis dans ce domaine. La mise en contexte sera faite par la présentation de quelques exemples indispensables à la croissance de nos connaissances des fonctionnements de ces structures. En sachant l'historique des RB, les développements futurs nécessaires seront surlignés. De plus, cette perspective permettra d'avoir une compréhension plus complète des concepts de bases dans le régime non-linéaire des RB.

Les études des propriétés non-linéaires des RB se focalisent surtout sur la relation liant l'indice de réfraction à l'intensité de l'impulsion d'entrée. Des fonctions très intéressantes sont mises en évidence dans ces investigations. Par exemple, la présence d'un décalage de l'indice en fonction de l'intensité peut changer la condition de Bragg par l'auto-modulation ou bien par la modulation par phase croisée (MPC). La dispersion induite par le réseau affecte aussi les conditions d'accord de phase pour les processus non-linéaires de conversion de fréquence, tel que la GSH. Ceci permet l'auto-commutation et la bi-stabilité optique, ainsi que le contrôle sur la bande rejetée du réseau. Le couplage d'une grande dispersion chromatique avec des non-linéarités de Kerr peut permettre le façonnage temporel, la compression et la division d'impulsions intenses. De plus, créer des ondes stationnaires et des solitons est aussi possible en exploitant ces non-linéarités. La découverte et l'avancement de ces fonctions contribuent grandement aux progrès de la recherche en photonique et du traitement de signaux optiques.

### 5.1 Réseau de Bragg sur fibre

#### 5.1.1 Auto-commutation d'impulsions dans une fibre optique à réseau de Bragg

En 1995, S. Wabnitz de la «*Fondazione Ugo Bordonis*» à Rome, Italie, a fait l'analyse numérique de la propagation non-linéaire d'impulsions en contre-propagation dans une fibre à réseau de

Bragg à rétroaction répartie (FRBRR) [116]. Une FRBRR comprend un saut dans la phase au long de la structure. Il explique le rôle de la largeur de bande en temps, la longueur de l'onde centrale et la puissance de pointe de l'impulsion d'entrée, sur l'auto-commutation, la compression d'impulsions en temps et la rupture des ondes transmises et réfléchies du réseau. Dans une FRBRR la variation de l'indice de réfraction linéaire associe les ondes transmises et réfléchies à une certaine longueur d'onde de Bragg. En conséquence, la plupart des longueurs d'ondes émises proches de  $\lambda_B$  sont réfléchies en bande étroite. Ces structures ont généralement une cavité plus longue que les RB en fibres standards et donc potentiellement une plus grande transmission et une bande passante plus étroite. En présence des non-linéarités d'auto-modulation ou de la modulation par croisement, cette  $\lambda_B$  peut être décalée. Ceci permet l'auto-commutation et la bi-stabilité, ainsi que le contrôle de la réflexion.

Dans cette expérience, des impulsions sécantes hyperboliques avec trois puissances d'entrées ont été considérées. Les courbes temporelles de transmissions et de réflexions respectives ont été générées numériquement (Fig. 16).

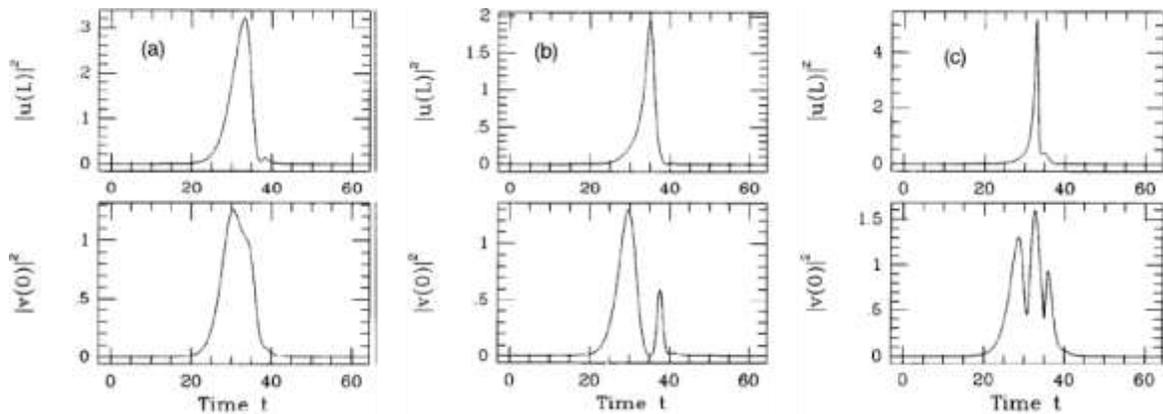


Fig. 8: Courbes de transmission (graphique du haut ( $|u(L)|^2$ ) et de réflexion (graphique du bas ( $|v(0)|^2$ )) à 3 puissances d'entrées aléatoires, incrémentant de (a)-(c).

Il a été observé qu'en augmentant la puissance, il y a une compression de l'impulsion transmise ( $|U(L)|^2$ ), résultant en une forte puissance de pointe, et une génération de plusieurs pointes dans l'impulsion réfléchie ( $|V(0)|^2$ ). Il a trouvé que les conditions optimales pour la commutation peuvent être réalisées pour des impulsions qui sont plus longues que le temps de trajet (aller-retour) à travers du réseau, quand la longueur d'onde d'entrée est décalée à des valeurs plus grandes par rapport à la fréquence de Bragg. Chaque fois que la largeur de l'impulsion d'entrée

est réduite à moins que le temps de déplacement à travers du réseau, une diminution significative de la commutation et une augmentation de la puissance de commutation sont prédites. Pour des puissances de pointes d'entrées suffisamment grandes, assez pour que la bande d'arrêt soit déplacée au-dessus de la longueur d'onde d'entrée, le champ transmis se réorganise en ondes solitaires très compressées. D'un point de vue pratique, la stabilisation des longueurs d'ondes et l'absorption saturable rapide peut être fournie par un élément Bragg non-linéaire inséré dans la cavité d'un laser à modes verrouillés à base de fibres ou dans des lasers à diodes.

### **5.1.2 Auto-commutation non-linéaire et génération de multiples solitons interstices dans une fibre à réseau de Bragg**

Quelques années plus tard, le groupe de Taverner de l'université de Southampton, a réalisé la première observation expérimentale de la commutation non-linéaire d'ondes quasi-continues ainsi que la formation de multiples solitons dans une fibre optique à RB [117]. Un soliton temporel (ou simplement, soliton) est une onde qui garde une forme temporelle constante durant sa propagation grâce à l'équilibre entre les effets non-linéaires présents et la dispersion du milieu [118]. Plus spécifiquement, la formation de solitons permet la compression d'impulsions. Afin de réduire le seuil de non-linéarités pour la formation de solitons, ils ont utilisé les propriétés dispersives faibles de leur RB à l'extérieur de la bande interdite, où le couplage de la lumière dans le réseau est beaucoup plus efficace. Toutefois, les effets non-linéaires plus puissants se manifestent quand les longueurs d'ondes sont dans la bande interdite du réseau, près de la longueur d'onde de Bragg, il est donc essentiel de faire des mesures dans ce régime.

Avec une impulsion d'entrée de 2ns à  $27\text{GW}/\text{cm}^2$ , jusqu'à 5 solitons de durées de 100-500ps ont été générés. Ils observent d'abord la transmission en temps (Fig. 16). La formation de multiples solitons individuels peut être observée lorsque la puissance d'entrée augmente de 70W à 8kW. Ceci est possiblement la première observation expérimentale de l'auto-commutation et de la génération de plusieurs solitons. Les impulsions réfléchies correspondant aux formations des impulsions transmises dans la figure 16, sont montrées dans le graphique de la réflexion en temps (Fig. 17). Le délai progressif de l'impulsion réfléchie prouve que l'énergie commutée transmise augmente avec la puissance.

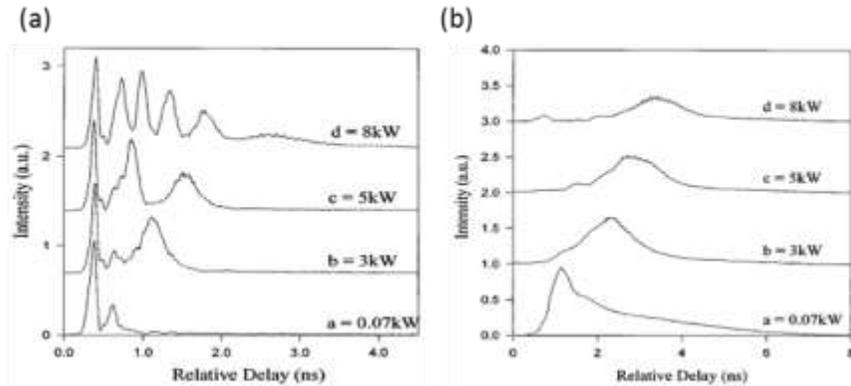


Fig. 9: (a) Courbes de la transmission (b) courbes de la réflectivité.

En traçant l'énergie de sortie en fonction de la puissance de pointe d'entrée, la fonction de commutation est encore plus claire. La transmission de la structure commence à environ 3% et se rend à 40% avec la hausse de la puissance d'entrée. Ceci peut être visualisé comme des états numériques de 0 et de 1 pour la transmission par rapport à la puissance d'entrée, fournissant clairement la fonction d'auto-commutation.

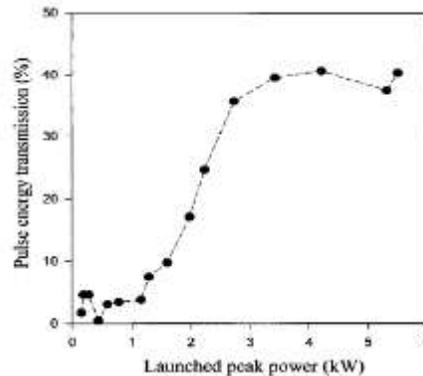


Fig. 10: Énergie transmise en fonction de la puissance d'entrée.

## 5.2 Réseau de Bragg intégré

### 5.2.1 Effets de la propagation non-linéaire dans un filtre à réseau de Bragg d'AlGaAs

Du côté intégré, Millar *et al.* de l'Université de Glasgow et Broderick *et al.* de l'Université de Southampton ont étudié les effets de la propagation non-linéaire des impulsions dans un filtre à

RB intégré en AlGaAs [119]. Les guides d'ondes à RB intégrés dans l'AlGaAs présentent plusieurs avantages (plus de détails sur ce sujet suivent dans la section suivante). Ces groupes démontrent une méthode simple et efficace, en exploitant les propriétés non-linéaires d'un GORB intégré, pour le façonnage et compression d'impulsions centrées à la fréquence de Bragg, ainsi que la génération d'impulsions courtes à la sortie utilisant des puissances relativement basses.

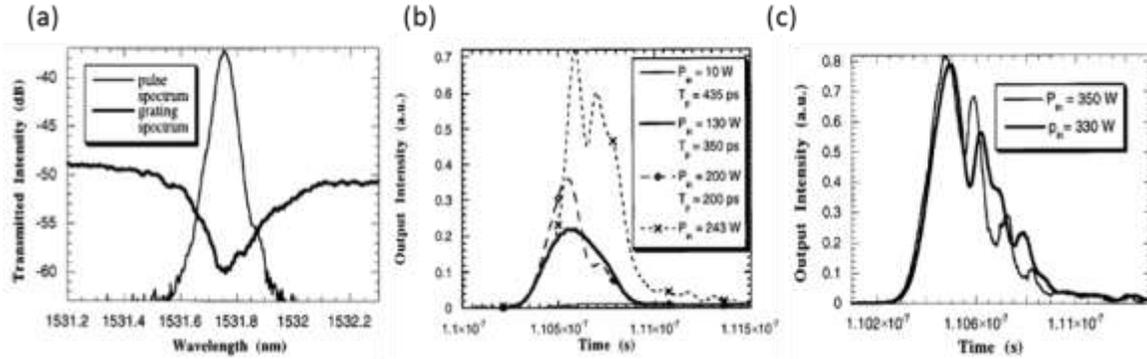


Fig. 11: (a) spectre en fréquence de l'impulsion injectée centrée sur la bande rejetée du réseau. (b) Profils en temps de la sortie pour des puissances d'entrées de 10W-243W (c) et de 330W-350W.

Le façonnage et la compression de l'impulsion d'entrée ainsi que la production de solitons sont présents pour des puissances d'environ  $\sim 130$ W. Ils ont centré une impulsion sur la longueur d'onde de Bragg du réseau (Fig. 19(a)) et en augmentant sa puissance, ont observé l'impulsion de sortie en temps. La largeur de l'impulsion de sortie,  $T_p$ , est mesurée pour chaque puissance d'entrée. Une compression de l'impulsion de 435ps à 200ps (facteur de 2.1) est observée pour des puissances de 10W à 200W respectivement (Fig. 19(b)). Une vérification pour les impulsions de fortes puissances en dehors du réseau été faite et ils n'observent pas cet effet, alors ils peuvent conclure que ce comportement est strictement dû aux effets du réseau. Quand la puissance d'entrée est augmentée encore plus, à des valeurs de 243W à 350W, des impulsions individuelles commencent à se former à la sortie, et avec assez de puissance, la génération d'un train d'impulsion est possible (Fig. 19(c)). Cette division a été théoriquement associée à des instabilités de modulations au sein du réseau et a été démontrée expérimentalement dans les RB en fibres. Cet effet est très utile pour la génération d'impulsions courtes.

## 5.2.2 Propriétés de la transmission non-linéaire de guides d'ondes microstructurés gravés profondément

Un dernier exemple, fait en 2004, par S. Linden *et al.* de l'université de Toronto en collaboration avec plusieurs groups [120], démontre l'étude des propriétés non-linéaires d'un réseau de Bragg gravés profondément en AlGaAs. Une déformation a été introduite au centre du réseau (voir Fig. 20) ce qui permet une flexibilité supplémentaire sur le contrôle de l'onde filtrée. Le spectre de transmission dépend de l'impulsion incidente par rapport à la déformation ainsi que l'intensité d'entrée. Ils étudient l'interaction entre l'auto-modulation de phase et les propriétés de la structure avec la déformation.

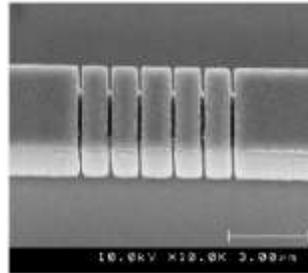


Fig. 20: Réseau de Bragg gravé profondément avec une déformation au centre.

Une impulsion qui se propage dans le guide d'ondes à réseau de Bragg sans la déformation) subit l'AMP. Ceci se manifeste par une modification du spectre en fonction de l'intensité. La figure 21 illustre ce phénomène : le spectre initial commence à s'élargir et se répartir en plusieurs bandes. Ils mesurent d'abord cet effet pour une impulsion d'entrée centrée à 1513nm, 1523nm et 1533nm et observent le même comportement pour les trois entrées. Le décalage vers des longueurs d'ondes plus courtes du spectre est associé à l'AMP et aux asymétries de la structure.

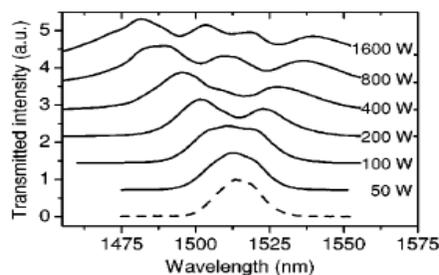


Fig. 12: réseau de Bragg gravé profondément avec une déformation au centre.

Ensuite, ils ont exécuté la même expérience au travers de la structure avec la déformation et ont augmenté la puissance d'entrée de 50W à 1600W (Fig. 22).

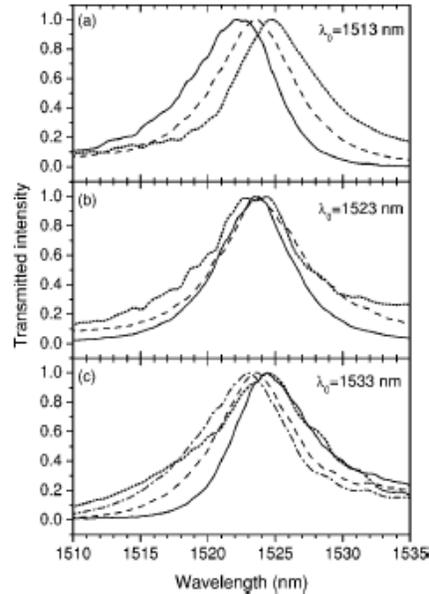


Fig. 13: Spectre de sortie avec AMP réduite grâce à la déformation dans le réseau pour des puissances augmentant (50 W: ligne solide, 400 W: Ligne en tiret, 800 W ligne en tiret et pointillé et 1600 W: ligne en pointillé) pour une impulsion d'entrée centrée à (a) 1513nm (b) 1523nm (c) 1533nm.

Ils notent que les effets d'AMP sont réduits grâce à la déformation. L'impulsion d'entrée à 1513nm subit un décalage vers les longueurs d'ondes plus longues avec l'incrément de la puissance. Celle centrée sur la longueur d'onde de Bragg, 1523nm, éprouve un élargissement du spectre sans décalage. Et l'impulsion d'entrée à 1533nm se décale vers des longueurs d'ondes plus courtes jusqu'à un seuil, et retourne à sa position initiale par la suite. Cette expérience démontre la flexibilité disponible sur le contrôle de l'impulsion de sortie, une fonction très importante et utile pour la commutation toute-optique ainsi que d'autres applications de traitements de données.

## 6. Conception des guides d'ondes à réseau de Bragg

Les études réalisées sur ces structures nous permettent d'apprendre leurs comportements et d'extrapoler des tendances pour prédire leur fonctionnement et donc ainsi faire des améliorations sur leur conception. Il est maintenant clair qu'il est possible d'avoir un contrôle sur la fréquence et la forme de bande rejetée en fonction de l'intensité de l'impulsion d'entrée. Cette capacité couplée avec les propriétés du réseau ouvre la fenêtre à divers types d'opérations et d'applications. En général, les études approfondies de ces manifestations ont surtout été faites dans la fibre optique mais n'ont pas exploré les formats intégrés de façon extensive [121].

L'application des RB pour accomplir diverses fonctions linéaires optiques existe déjà dans la fibre. Cette méthode présente par contre des désavantages inhérents. Une de ses nuisances principales est tout simplement que la fibre optique n'est pas une solution intégrée. Elle prend beaucoup d'espace et requiert des connecteurs pour l'assembler aux autres composants, engendrant des pertes. L'intégration du RB permettra différentes fonctions optiques sur puce, venant remplacer leurs analogues électroniques de manière efficace et à faibles coûts.

Pour que ce dispositif soit pratique, il faut pouvoir garder les puissances de fonctionnement à des niveaux relativement bas et acceptables. Donc, les guides d'ondes à réseau de Bragg doivent avoir le moins de pertes et le plus de non-linéarités possibles, c'est-à-dire . Lorsqu'un réseau est adjoint à un guide d'ondes, l'amélioration du champ induit par le confinement du mode augmente l'amplitude de la réponse non linéaire du réseau. Les GORB d'AlGaAs présentent des avantages sur tous ces aspects grâce à leur intégration.

Les guides d'ondes d'AlGaAs sont des candidats idéaux pour le développement de ce type d'applications pour l'optique intégrée. L'exploitation de ces propriétés a un grand potentiel d'impact sur l'avancement des circuits intégrés tout-optiques pour le traitement de données. Bien que cette idée soit très attirante et bien établie sur le plan théorique, certaines limitations physiques ont empêché la démonstration expérimentale du contrôle ultra-rapide de la bande rejetée du réseau jusqu'à date.

Ce chapitre présentera le GORB étudié. La conception de ces structures a été faite par Dr. Marco Peccianti, un stagiaire postdoctoral dans le groupe UOP. Le procédé pour cette conception sera expliqué en détail; les choix des dimensions du guide et de la périodicité du réseau seront justifiés. Une fois le design établi, les étapes de la fabrication seront détaillées par la suite. Finalement, les spécifications de l'échantillon utilisé dans l'expérience seront précisées et les résultats de la caractérisation linéaire seront présentés.

## **6.1 Conception du guide d'ondes**

La fonction principale d'un guide d'ondes est de confiner et de transporter une onde électromagnétique. Il y a deux facteurs principaux dans le confinement d'une onde; le contraste entre les indices de réfraction des couches du guide et ses dimensions. Comme vu précédemment, il faut d'abord prendre conscience des indices de réfractons des diverses sections du guide d'ondes (cœur, gaine, et milieu extérieur) pour bien assurer la RTI. Ceci dépendant entièrement du matériau choisi et essentiellement de sa réponse au faisceau induit (longueur d'onde et intensité). En outre, il faut également bien fixer l'épaisseur de la région centrale et s'assurer d'avoir une région de gaine suffisamment large. Les dimensions du cœur détermineront le nombre de modes acceptés dans le guide et leur forme spatiale. En général, la gaine agit comme un isolant et aide le confinement; une gaine trop mince permet des influences extérieures sur le cœur. Ces paramètres sont critiques et déterminent la nature du confinement et de la propagation d'un faisceau dans le guide d'ondes.

### **6.1.1 Contraste d'indices**

Le contrôle des indices de réfraction des différentes régions du guide dépend du type de guide d'ondes et les exigences. En général, la distinction entre les régions peut être accomplie en utilisant différents matériaux, en dopant un matériau à certains endroits pour les sections, ou en utilisant un matériau à différentes compositions (e.g. les alliages d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ). Ce GORB est composé d'un alliage d'AlGaAs et donc le premier facteur à considérer est la concentration aluminium qui va déterminer la différence d'indice et donc les couches du guide d'ondes.

Nous cherchons principalement à maximiser le contraste d'indices pour augmenter le confinement (2D: x et y) optique du mode de la structure. Dans des guides rubans gravés complètement, ce qui est le cas de notre échantillon (Fig. 23), la présence de l'air ( $n=1$ ) sur les rebords du cœur du guide permet un confinement latéral très élevé (à 1550nm),  $\Delta n = n_c - n_{\text{air}} = \sim 3.307 - 1 = 2.307$  [122]. Comparativement, le contraste d'indice est beaucoup moins élevé verticalement. Le contraste maximum est entre le GaAs et l'AlAs:  $\Delta n = 3.374 - 2.909 = 0.465$ . Par contre, il n'est pas nécessairement toujours avantageux de créer un contraste d'indice le plus élevé possible. Il faut bien faire attention aux concentrations des couches puisque cela contrôle la bande interdite du matériau, qui gère essentiellement le comportement non-linéaire du matériau. Ici, nous avons choisi une concentration d'Al de 25% pour le cœur et 75% pour la gaine. Le contraste entre ces indices pour cette hétéro-structure est approximativement  $\Delta n = n_c - n_g = 3.307 - 3.045 = 0.262$ , naturellement plus petite que 0.465, mais cela satisfait tout de même amplement les conditions de différence d'indices pour obtenir le confinement nécessaire.

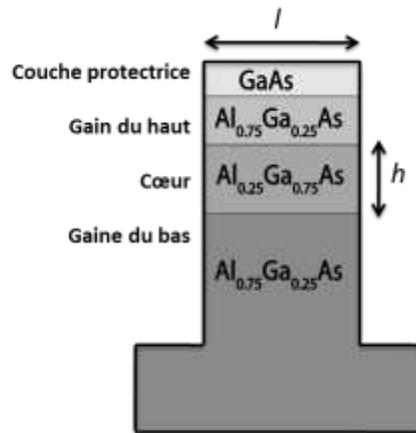


Fig. 14: composition de la structure guidante. Al<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As pour la gaine du bas, d'Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>As pour le cœur et d'Al<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As pour la gaine du haut et GaAs comme couche protectrice.

En général, une des premières priorités pour la conception des guides d'ondes est d'assurer que la structure offre une bonne transmission à la fréquence fondamentale. Pour plusieurs applications, surtout en optique non-linéaire, il est aussi très important que la seconde harmonique ne soit pas absorbée [123]. Il est donc important de soigner certaines conditions de la SH pour pouvoir la mesurer expérimentalement par la suite. La longueur d'onde de la SH pour les applications de télécommunications se trouve vers 775nm (1550nm÷2). Pour qu'elle ne soit pas absorbée, il faut s'assurer que la bande interdite ( $E_g$ ) est plus grande que son énergie

( $U = \hbar\omega$ ); dans ce cas, plusieurs photons seront nécessaires pour avoir une absorption. La concentration minimum d'Al nécessaire pour rendre  $E_g$  surmontable par la SH est de 14% [r] (voir figure 24). De cette figure, nous voyons que pour  $x < 0.14$ ,  $E_g < \hbar\omega$  et il y a de l'absorption de la SH et pour  $x > 0.14$ ,  $E_g > \hbar\omega$  et la SH est transmise. Pour cette raison, l'échantillon a un cœur composé de 25% d'Al (prenant en compte une marge d'erreur et pour bien s'assurer de la transmission de la SH). Une région gaine de 75% d'Al est ensuite définie pour avoir un contraste d'indice acceptable. De plus, ceci prend aussi en considération l'agencement des structures cristallines des couches pour l'hétéro-structure [124].

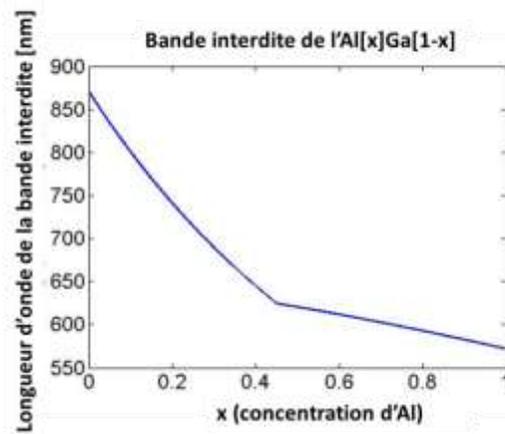


Fig. 15: Longueur d'onde de la bande interdite en fonction de la concentration d'aluminium.

Maintenant que les concentrations appropriées sont choisies, il faut s'assurer que la transmission est toujours acceptable (>70%). Pour des guides d'ondes avec des facettes perpendiculaires à la direction de propagation, le coefficient de transmission pour l'intensité peut être estimé avec le rapport entre l'intensité de sortie et celle d'entrée ( $T = I_{\text{sortie}}/I_{\text{entrée}}$ ). Ou bien, en utilisant la réflectivité Fresnel nous obtenons [125]:

$$T = 1 - R = 1 - \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \approx 1 - \left( \frac{n_{\text{eff}} - 1}{n_{\text{eff}} + 1} \right)^2, \quad (6.1)$$

où R est le coefficient de réflexion. Il est pris pour acquis que la facette du guide est exposée à l'air ( $n_2 = 1$ ). En tenant compte que le mode optique se propage dans plusieurs matériaux à différents indices de réfraction (cœur et gaines), l'indice effectif du mode ( $n_{\text{eff}} \approx 3.31$ ) dans

l'équation de Fresnel (équation (6.1)) est choisi. La transmission de ces guides est estimée à 75% (sans prendre compte du couplage).

### 6.1.2 Dimensions

Généralement, un guide peut être conçu pour être monomodal soit en augmentant le contraste des indices optiques entre la région du cœur et celle de la gaine, ou en réduisant les dimensions du cœur du guide d'ondes à l'ordre de grandeur de la longueur d'onde à guider. De plus, la taille du guide d'ondes a beaucoup d'importance et doit être bien considérés pour les applications non-linéaires.

L'analyse des dimensions d'un guide d'ondes offrant un confinement dans les 2 directions (x,y) peut être très complexe analytiquement. Néanmoins, la grandeur de la région centrale (pour une structure monomodale) peut être estimée à partir des résultats d'une structure offrant un confinement dans une seule direction [62]:

$$\frac{\lambda}{\sqrt{32n_c\Delta n}} < t < \frac{3\lambda}{\sqrt{32n_c\Delta n}}, \quad (6.2)$$

où  $t$  représente la dimension du cœur du guide, soit l'épaisseur ( $h$ ) ou la largeur ( $l$ ) (voir figure 22),  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière (dans le vide) (1550nm dans ce cas),  $n_c$  (3.307) est l'indice du cœur et  $\Delta n$  est le contraste d'indice entre le cœur et la région gaine de la direction de confinement. Le contraste d'indice vertical ( $\Delta n=0.262$ ) détermine l'épaisseur maximale du cœur et le contraste entre l'air et le cœur ( $\Delta n=2.307$ ) définit la largeur maximale pour avoir un guide monomodal. En utilisant l'équation (6.1) une épaisseur ( $h$ ) entre 295nm et 885nm a été calculée. Nous avons choisi une épaisseur entre ces deux bornes (500nm). Horizontalement, la condition pour la largeur ( $l$ ) afin de garder la structure monomode est de 100 à 300nm. Par contre, il faut garder en tête la conception, la fonctionnalité du guide ainsi que le couplage. De plus, des simulations ont été faites avec COMSOL®, un logiciel de simulations vectorielles pour résoudre les modes de ces structures a été utilisé pour assurer son bon fonctionnement (voir figure 31) et confirmer ces résultats. En notant que la fabrication n'est pas parfaite et que les conditions des

dimensions sont approximatives, la conception de plusieurs largeurs de guides variant de  $1\mu\text{m}$  à  $3\mu\text{m}$  a été réalisée.

## 6.2 Conception du réseau

Le dernier élément à considérer dans la conception d'un GORB est la partie « réseau », déterminée par la variation de l'indice de réfraction effectif et sa périodicité. Pour les GORB en fibre, il y a différentes manières d'induire la modulation périodique; par illumination ultraviolette [126,127] ou en utilisant des effets électro-optiques par exemple. Ces techniques peuvent seulement être utilisées pour des matériels qui possèdent des propriétés photo-réfractives ou électro-optiques. Cependant, les semi-conducteurs et leurs méthodes de fabrication offrent plus de flexibilité sur la méthode de modulation de l'index de réfraction [128]. Cette modulation ne dépend plus nécessairement que sur la photosensibilité du matériel (méthode utilisée pour inscrire les RB dans la fibre). Des techniques de fabrications avancées permettent au concepteur d'avoir plus de contrôle sur la modulation du réseau. La variation physique de la structuration de la structure est une méthode plus pratique et flexible pour induire une modulation de l'indice. Cela peut être obtenu en utilisant des techniques de lithographie et transfert de motifs. C'est cette approche qui a été utilisée pour la fabrication de nos GORB. Il faut noter que cette technique est très difficile et pose des désavantages pour la réalisation de réseaux longs limitée par le bruit de phase. Gardant en tête les dimensions trouvées avec l'équation (6.1), la largeur ( $l$ ) de la structure varie de  $x$  (allant de  $1\mu\text{m}$ - $2.4\mu\text{m}$ ) à  $w$  (allant  $2\mu\text{m}$ - $3\mu\text{m}$ ) (voir Fig. 25) pour créer les perturbations dans l'indice de réfraction. Il y a 9 différentes séries au total (voir appendice A pour la série complète).

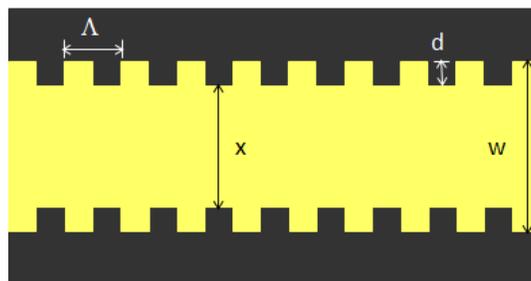


Fig. 16: Dimension du réseau avec une période ( $\Lambda$ ) de  $249\text{nm}$ - $250\text{nm}$ :  $x$  allant de  $1\mu\text{m}$ - $2.4\mu\text{m}$  et  $w$  allant de  $2\mu\text{m}$ - $3\mu\text{m}$ .

Enfin, la périodicité peut être établie. Il faut premièrement garder en tête que ce composant doit être pratiquement utilisable aux longueurs d'ondes des télécommunications. Le choix de matériau s'assure déjà de la bonne transmission à 1550nm et permet d'estimer  $n_{\text{eff}}$ . Puisque la relation entre la longueur d'onde rejetée et la périodicité est bien connue ( $\lambda_B = m \cdot 2\Lambda n_{\text{eff}}$ ), la modulation appropriée doit être choisie en fonction de la longueur d'onde d'opération du dispositif. Connaissant  $n_{\text{eff}}$  et estimant que nous voulons rejeter une onde dans la bande des télécommunications (~1520nm-1580nm), la périodicité de la structure a été calculée avec l'équation de Bragg (eq. 4.2) pour être aux environs de 249nm-250nm. La lumière est induite dans le cœur de la structure et se propage le long de l'axe z. Dans ce cas, c'est vraiment la variation de la largeur qui crée la périodicité de l'indice de réfraction effectif et qui donne son effet au réseau. La bande rejetée de ces structures a été confirmée par une méthode de calcul de différences finies dans le domaine temporel (FDTD), qui permet de résoudre des équations différentielles dépendantes du temps.

### 6.3 Fabrication

Une fois terminée la conception théorique de ces structures, le plan a été envoyé à l'université de Glasgow pour la fabrication. La figure ci-dessous (Fig. 26) démontre les étapes de fabrication de notre dispositif.

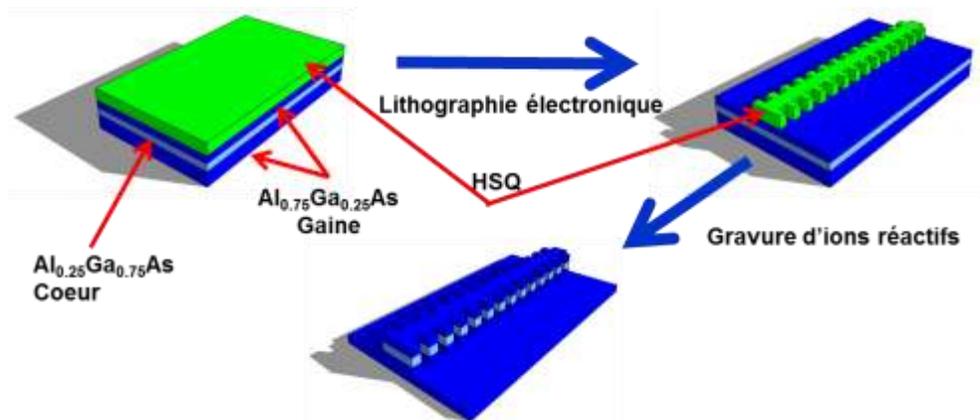


Fig. 17: Étapes de fabrication du GORB.

Le GORB a été fabriqué sur un wafer d' $\text{Al}[x]\text{Ga}[1-x]\text{As}$ : 1.1µm d' $\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$  pour la gaine du bas, 0.5µm d' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  pour le cœur et 0.3µm d' $\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$  pour la gaine du haut.

Premièrement, on dépose une résine négative d'Hydrogène Silsequioxane (HSQ) sur l'hétérostructure d'AlGaAs. Le motif du réseau est écrit par lithographie électronique [129]; l'exposition aux électrons et le développement établissent le masque d'HSQ. Par la suite, la gravure est faite par ions réactifs (RIE) de la gaufre d'AlGaAs dans du  $\text{SiCl}_4$  pour transférer la structure de la résine à l'hétérostructure. Le masque est dissous et une mince couche de GaAs est ajoutée sur le dessus pour prévenir l'oxydation de l'aluminium dans la région de cœur qui peut engendrer des pertes. La profondeur de la gravure doit être maximisée dans une telle structure pour minimiser les pertes par le substrat. La structure est terminée en gravant  $1.1\mu\text{m}$  sous le cœur du guide pour la gaine du bas et l'échantillon est clivé pour former des guides de  $1.1\text{mm}$  en longueur. Il n'y a aucun agencement additionnel pour améliorer l'efficacité de couplage (énergie couplée/énergie d'entrée), par exemple des réseaux de couplage. Ceci affirme que tous les phénomènes non-linéaires observés viennent strictement de l'interaction entre le champ électrique et le GORB. La figure 27 démontre le GORB une fois terminé (notez qu'il y a des dispositifs avec des variations triangulaires ainsi que rectangulaires).

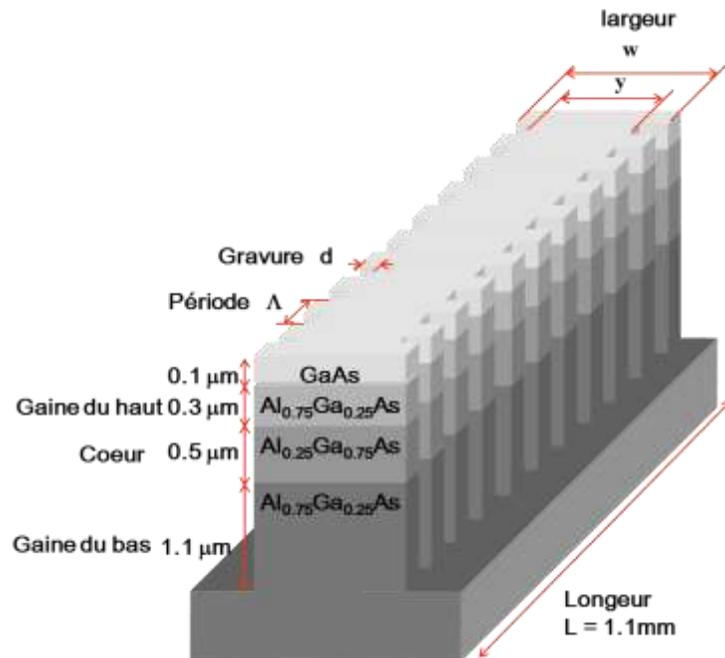


Fig. 18: Structure finale du GORB.

## 6.4 Spécifications

Parmi les 9 séries, le GORB avec la plus grande transmission expérimentale a été utilisé. La figure 28(a) montre ses paramètres physiques sur une image prise par microscope électronique à balayage d'un réseau rectangulaire. Notre dispositif a une largeur extérieure  $w=3\mu\text{m}$ , avec des gravures sur les deux côtés de  $d=300\text{nm}$ , donnant une largeur intérieure  $x=2.4\mu\text{m}$ . Les variations de ce réseau sont triangulaires avec une période de modulation  $\Delta=249\text{nm}$  et, telles que démontrées dans la figure 28(b).

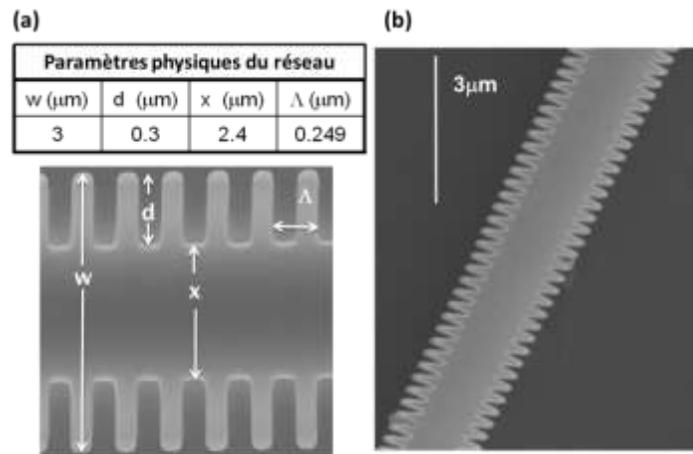


Fig. 19: Images prises par microscope électronique à balayage (MEB) (a) Paramètres physiques du GORB utilisé représenté sur GORB rectangulaire. (b) GORB avec variations triangulaires surlignant l'uniformité de la fabrication des GORBs sur une grande distance.

De ces images il est clair que la fabrication est de très haute qualité; la surface et les bords/frontières sont très lisses et donc les pertes par diffusion sont minimisées. Des pertes aussi basses que  $0.2\text{dB/mm}$  ont été mesurées, confirmant la qualité de la fabrication. La figure 28(b) démontre aussi l'homogénéité des variations d'un réseau sur une longue distance.

## 6.5 Caractérisation linéaire

La caractérisation linéaire du GORB a été faite par une étudiante au doctorat du groupe UOP (Sze Ping Ho) et un étudiant d'été (Ian Rowe). En enregistrant les spectres de la puissance transmise et réfléchiée en fonction de la longueur d'onde, ils ont pu caractériser les différents échantillons. Un laser à longueur d'onde réglable, de  $1480\text{-}1580\text{nm}$ , est la source principale de cette expérience. Une lame demi-onde et un polariseur sont placés pour sélectionner la

polarisation désirée (linéaire horizontale ou verticale). La technique de Fabry-Pérot est utilisée pour caractériser les pertes de la structure. Dans un guide d'ondes, une cavité optique est formée par les deux facettes aux extrémités. La discontinuité d'indices de réfraction entre le guide et l'air crée une surface de réflexion agissant comme miroir semi-transparent. Les oscillations Fabry-Pérot sont typiques d'une cavité optique et crée une résonance. La relation entre l'intensité de sortie et celle d'entrée ( $I_{\text{sortie}}/I_{\text{entrée}}$ ) permet d'obtenir la transmission (T) de la structure (voir l'équation (6.1)) ainsi que le coefficient de perte ( $\alpha$ ). Cette transmission est représentée à la figure 29 en fonction de la longueur d'ondes.

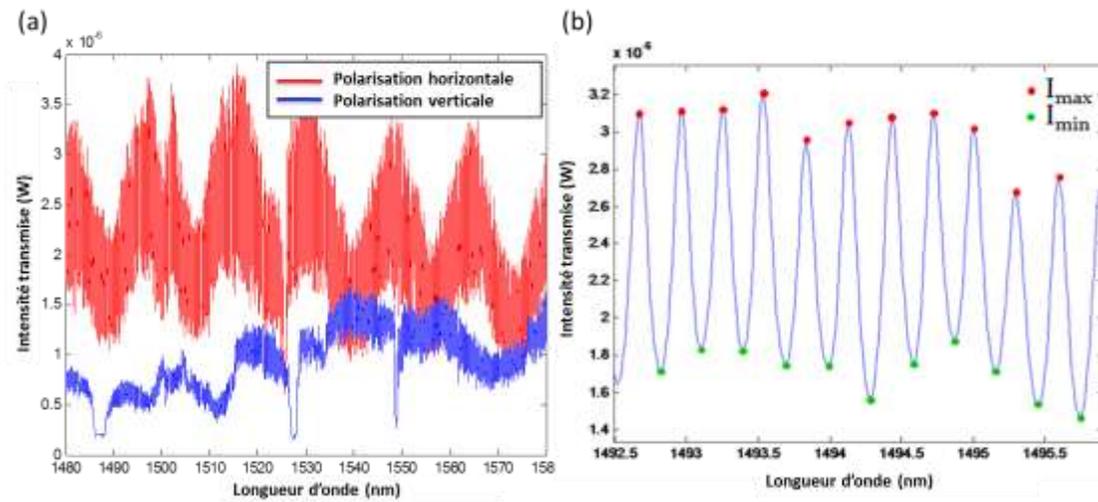


Fig. 20: Fabry-Pérot dans un guide d'ondes. (a) Spectre actuel de l'intensité transmise (ligne rouge: polarisation horizontale, ligne bleue: polarisation verticale). (b) Agrandissement de la transmission (polarisation horizontale) pour mieux résoudre les maximum et minimum.

De ces mesures, nous pouvons observer que la polarisation horizontale a moins d'erreur que la polarisation verticale alors cette polarisation sera choisie pour les expériences non-linéaires. Dans cette configuration, le dispositif possède des encoches centrées à 1486.38nm, 1526.08nm et 1548.79nm. On s'intéresse surtout à l'encoche du centre qui a une largeur (FWHM) de bande interdite est d'approximativement 0.8nm et un rapport d'atténuation ( $I_{\text{max}}-I_{\text{min}}/I_{\text{min}}$ ) de  $\sim 80\%$ . La lente modulation dans la polarisation horizontale peut survenir d'un changement de la polarisation dans la fibre d'entrée de la source.

Les pertes peuvent être directement trouvées en calculant le rapport entre le maximum ( $I_{\text{max}}$ ) et le minimum ( $I_{\text{min}}$ ) de l'intensité mesurée à la sortie d'un guide d'ondes [130]:

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \left[ R \frac{\sqrt{\frac{I_{\max}}{I_{\min}} + 1}}{\sqrt{\frac{I_{\max}}{I_{\min}} - 1}} \right], \quad (6.3)$$

où  $L$  est la longueur de l'échantillon et la réflexion  $R=1-T$  (voir équation (6.1)). La figure 30 illustre les pertes calculées des résultats obtenus des mesures expérimentales.

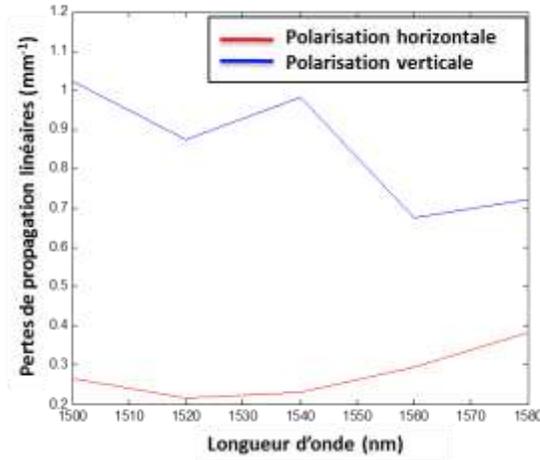


Fig. 30: Pertes de propagation linéaires du GORB.

Les pertes linéaires de propagation pour les polarisations horizontale et verticale sont d'approximativement 0,3dB/mm et 1dB/mm, respectivement. La valeur associée à la polarisation verticale est relativement grande. Cette grande valeur de pertes est attribuée à un couplage expérimental faible, par exemple, l'alignement du faisceau aurait pu être différent pour cette mesure.

Ici, il est pris pour acquis que les facettes du guide sont perpendiculaires, que le faisceau laser est aligné parallèlement au guide d'ondes et qu'il est injecté directement centré au cœur du guide. La formule du recouvrement spatial qui permet de prédire l'efficacité du couplage optique entre le faisceau du laser et le mode optique est exprimée par [131]:

$$\Gamma = \frac{\iint E_1 \cdot E_2^* dx dy}{\sqrt{(\iint |E_1|^2 dx dy)(\iint |E_2|^2 dx dy)}}, \quad (6.4)$$

où  $E_1$  est la distribution spatiale transversale (x,y) du mode laser à l'entrée du guide d'ondes (typiquement représenté par un mode transverse Gaussien:  $E_1 = E_g = \text{Exp} \left[ -\frac{x^2+y^2}{W_0} \right] \hat{\mathbf{x}}$ , où  $W_0$  est la largeur du faisceau,  $\hat{\mathbf{x}}$  est le vecteur d'unité de la direction de l'oscillation, et x et y sont les coordonnées tel que défini dans la figure 31.  $E_2$  est la distribution spatiale dans le guide d'ondes et peut être trouvée à l'aide de logiciels.

En utilisant le logiciel Comsol Multiphysics® j'ai faite des simulations vectorielles employant la méthode des éléments finis ont été faites [132]. Le mode transverse (TE) principal du champ totale transversale ( $\sqrt{|E_{tx}|^2 + |E_{ty}|^2 + |E_{tz}|^2}$ ) de la structure est montré à la figure 31. Ce mode est celui de la structure moyenne (largeur entre la largeur extérieur et intérieur du réseau), i.e. sans modulation, pour une longueur d'onde fondamentale (1550nm). Toutes les composants du champ électrique;  $E_x$ ,  $E_y$ , et  $E_z$  sont non-nulles, rendant un mode hybride. Il est important d'observer que le mode est très bien confiné, avec une aire d'environ  $1.5\mu\text{m}^2$ , et la majorité de l'énergie réside dans le cœur.

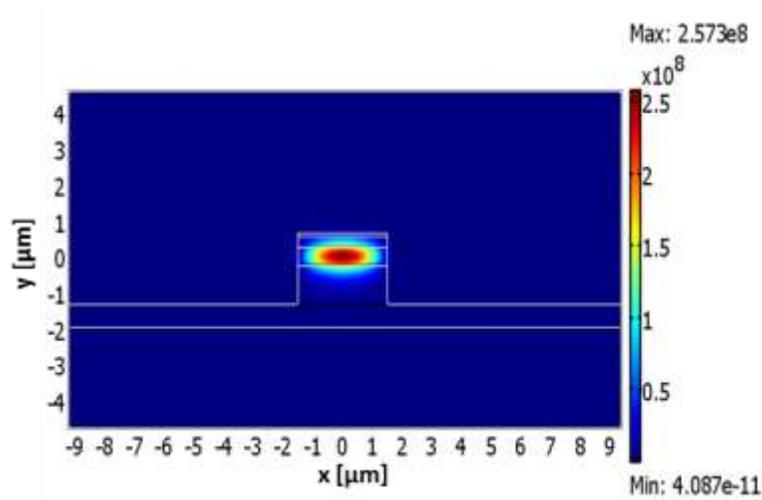


Fig. 21: Mode (TE) du champ totale transversale de la structure moyenne simule avec COMSOL®.

L'équation (6.4) prédit que l'efficacité du couplage sera importante uniquement quand les deux modes spatiaux se ressemblent. Il est donc nécessaire de focaliser le faisceau laser (rayon de  $\sim 1\text{mm}$ ) à une très petite taille ( $\sim 20\mu\text{m}$ ) approchant la limite de diffraction des objectifs en

microscopie. Gardons en tête que la taille du mode du guide est d'environ  $1.5\mu\text{m}^2$ . Inévitablement, la taille du faisceau laser est difficile à calculer en utilisant des objectifs avec une limite de diffraction. L'équation (6.4) rend donc l'estimation de l'efficacité réelle pénible et ne fournit qu'une approximation. En prenant compte de cette équation et des circonstances expérimentaux, une efficacité du couplage de 10% a été estimée. Ce 10% estime que le faisceau optique incident est couplé directement dans le cœur du guide et sera pris en compte ainsi pour la caractérisation non-linéaire de l'échantillon.

## 7. Expériences non-linéaires

### 7.1 Montage expérimental

Ce chapitre comprend ma contribution principale à ce projet. Le schéma expérimental que j'ai monté est présenté dans la figure 32.

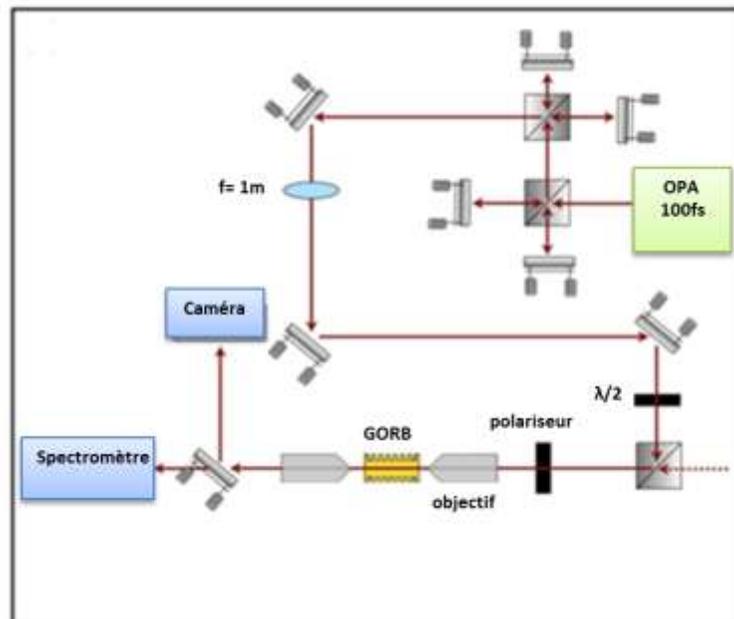


Fig. 22: Montage expérimental pour l'exploitation des effets non-linéaires.

La source de l'expérience est un amplificateur optique paramétrique (Spectra Physics OPA 800 C). L'OPA est une source réglable qui peut varier sa longueur d'onde de sortie de  $\sim 1100\text{nm}$ - $1600\text{nm}$ . L'impulsion émise a une forme gaussienne avec une largeur d'environ  $\sim 100\text{fs}$  et un taux de répétition de  $\sim 1\text{kHz}$  (c.-à-d. une impulsion est émise à chaque milliseconde). Cette source peut atteindre des énergies mesurées d'approximativement  $\sim 70\mu\text{J}$  et fournit une puissance de pointe correspondante de  $\sim 700\text{MW}$ , l'équivalent de la puissance d'un éclair [133].

La fréquence centrale de l'impulsion de sortie de l'OPA a été placée directement au centre de la bande réfléchie du GORB ( $\sim 1526\text{nm}$ ). L'impulsion traverse premièrement un système de deux interféromètres Michelson [134,135]. Ce système produit 4 répliques colinéaires de l'impulsion initiale (2 par interféromètre) avec un délai entre chacun. Le but est d'augmenter le taux de

répétition, d'augmenter la puissance moyenne (éq. 6.5) et d'améliorer le rapport signal sur bruit (SNR).

$$P_m = U * T, \quad (6.5)$$

Où  $U$  est l'énergie de l'impulsion et  $T$  le taux de répétition. L'incrément de la puissance moyenne permet d'avoir plus d'écart entre le bruit et le signal désiré et l'augmentation due au taux de répétition donne le temps pour l'accumulation du champ électrique sur le détecteur (dépendant de son taux d'actualisation) [136,137], ces deux effets facilitent la détection du signal.

Une lentille convergente, avec une longueur focale de 1m, est placée pour réduire la taille spatiale du faisceau. Ceci assure que le faisceau passe adéquatement au travers de tous les composants optiques et évite la coupure spatiale [138,139]. De plus, la réduction de la taille du faisceau nous permet d'assurer un bon recouvrement spatial et un plus grand coefficient de couplage avec les objectifs, pour transmettre le maximum de lumière à l'échantillon.

Une lame  $\lambda/2$  et un polariseur linéaire sont ensuite placés pour contrôler la puissance d'entrée ainsi que la polarisation nécessaire pour exciter le mode approprié dans la structure. La polarisation à la sortie de l'OPA est linéaire. Durant une propagation dans l'espace libre, la polarisation peut être tournée, mais généralement elle ne change pas de type (c.-à-d. reste linéaire). La lame  $\lambda/2$  fonctionne en retardant la phase entre ses deux composantes. La rotation de cette lame détermine le déphasage de l'onde de sortie. Le polariseur sélectionne ensuite la polarisation désirée et rejette l'autre [140,141]. La combinaison de ces deux composants ( $\lambda/2$  + polariseur) résulte en un atténuateur variable et permet de contrôler la puissance du faisceau [142]. Pour cette expérience, la polarisation nécessaire pour exciter le bon mode est verticale. En tournant la lame  $\lambda/2$ , la puissance de pointe de l'impulsion est variée entre  $\sim 3.5W-1.25KW$ , équivalent à des énergies de  $\sim 3.5pJ-125pJ$ , allant du régime linéaire au régime non-linéaire. L'inverse a aussi été fait ( $1.25KW-3.5W$ ) pour la vérification de données.

La lumière est ensuite couplée dans l'échantillon en utilisant un objectif de 40X à l'entrée qui recueille la lumière d'entrée. Il est important d'être dans le plan de l'image pour optimiser son fonctionnement. Une fois couplée, la lumière se propage dans la structure et un objectif de 20X est à la sortie pour collecter les données et les envoyer aux systèmes de détections (caméra et spectromètres).

Le signal transmis à la sortie du GORB est diagnostiqué par deux méthodes. Premièrement, le mode supporté par le guide d'onde est visualisé par une caméra CCD InGaAs. La caméra permet d'imager la surface du guide et de voir si le couplage est effectivement optimisé. Sur le côté quantitatif, il y a un spectromètre (Lot-Oriel Ms260i) qui permet d'enregistrer le spectre en fréquence de la sortie du GORB, d'analyser ses données et un OSA (Optical Spectrum Analyzer – ANDO AQ6317B) qui permet d'obtenir des spectres à très haute résolution.

## 7.2 Résultats expérimentaux

À la sortie du GORB, le spectre transmis devrait ressembler au spectre d'entrée moins l'encoche centrée à 1526.08nm (voir Fig. 33).

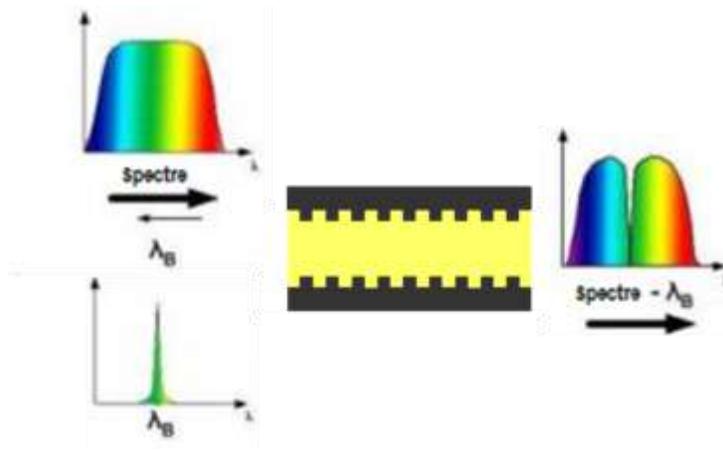


Fig. 23: Schéma des spectres provenant du GROB.

La collection des fréquences de sorties du GORB pour chaque puissance d'entrée (3.5W-1.25KW) a été faite avec le spectromètre. Selon l'optique non-linéaire, un décalage de la fréquence de Bragg en fonction de l'effet Kerr (équation (2.9)) devrait se manifester avec

l'augmentation de la puissance d'entrée. Dans la plupart des matériaux, ceci est démontré par un décalage de l'encoche vers des longueurs d'ondes plus longues (come dans la figure 14).

La série de données expérimentales de la transmission normalisée en fonction de la puissance moyenne d'entrée est illustrée dans la figure 34. Normaliser le graphique nous permet de mieux visualiser nos donnés. Pour faire ceci, on soustrait la valeur minimum du graphique et divisant par la valeur maximal. Cette figure est une addition des graphiques de l'intensité du spectre transmis en fonction de la puissance d'entrée qui augmente. La région bleu foncée représente un minimum de transmission et la région la plus forte en rouge est le maximum.

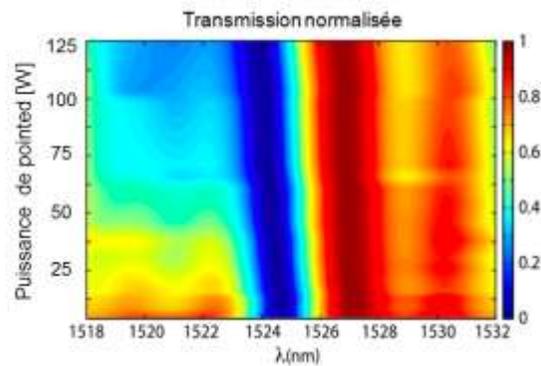


Fig. 24: Spectres de la transmission normalisée en fonction de la puissance.

Il peut effectivement être observé qu'avec l'incrément de la puissance d'entrée, il y a un décalage de l'encoche du RB (représenté par la bande bleu: 0 transmission) vers la gauche. Ceci n'est pas la direction de décalage attendue décrite pour l'AlGaAs, un matériel non centrosymétrique. Dans l'AlGaAs, la non-linéarité dominante est généralement  $\chi^{(3)}$  (l'effet Kerr), exprimé par une relation linéaire et positive entre l'indice de réfraction et l'intensité d'entrée. . En d'autres termes, l'indice de réfraction augmente avec l'intensité, induisant un décalage positif (vers des longueurs d'ondes plus longues). Par contre, un décalage négatif et linéaire a été observé ici, décalant l'encoche vers des longueurs d'ondes plus courtes.

La figure 35 permet de visualiser les fréquences présentes à la sortie de la structure d'une autre manière. Les spectres de sortie pour des énergies de 2.5pJ, 4.2pJ et 6.2pJ sont illustrés dans ce graphique. L'élargissement de l'encoche (ajout au coin gauche de la figure) permet de voir de proche le comportement du décalage.

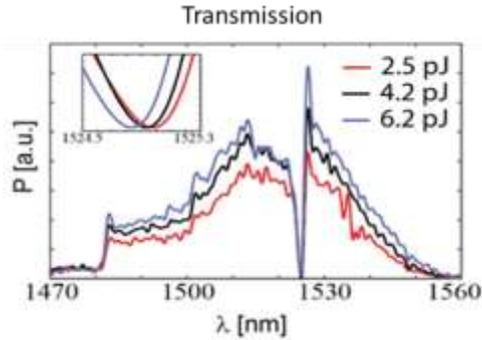


Fig. 25: Spectres de transmission pour différentes puissances d'entrées avec un agrandissement de l'encoche.

Une autre caractéristique intéressante mise en évidence par ce graphique est la formation d'un pic aux longueurs d'ondes plus longues adjacentes à l'encoche. Ce pic en fréquence implique une longue composante en temps qui peut être très utile pour la formation d'impulsions et diverses applications.

La figure 36 donne une meilleure idée du décalage, montrant le décalage de la fréquence de Bragg en fonction de la puissance de pointe ( $P_p$ ).

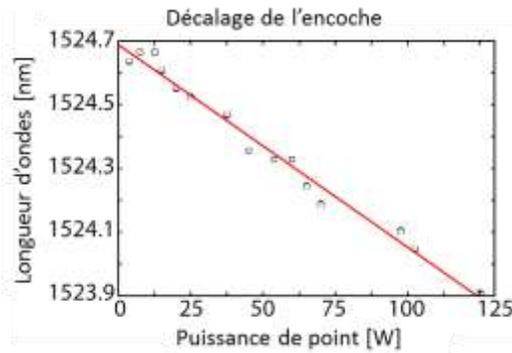


Fig. 26: Décalage de l'encoche en fonction de la puissance d'entrée. Les points sont les résultats expérimentaux et la ligne rouge est la droite la mieux ajustée.

Cette relation peut être exprimée par l'équation  $\lambda(\text{nm}) \propto (-6.35 \pm 0.5)P_p(\text{W})$  démontrant la dépendance négative et linéaire de la longueur d'onde sur la puissance de pointe. En décalant la largeur de l'encoche de la même distance de sa largeur, la commutation est possible. Dans ce cas, le décalage total accompli est d'environ 0.7nm (équivalant à un changement d'indice non-linéaire d'environ  $\Delta n_2 = 10^{-3}$  avec une puissance de seulement 125W). Puisque la largeur de

l'impulsion est de 0.8nm, environ la même largeur du décalage, il est possible d'atteindre la commutation toute-optique, une fonction indispensable pour les systèmes tout-optiques.

Afin de vérifier que ces résultats étaient bien valides et ne dépendaient pas du spectre d'entrée, provenant d'AMP ou d'effets parasites de toutes sortes de l'extérieur du réseau, le centre du spectre d'entrée a été décalé de 1510nm à 1550nm (Fig. 37 (a) et (b) respectivement).

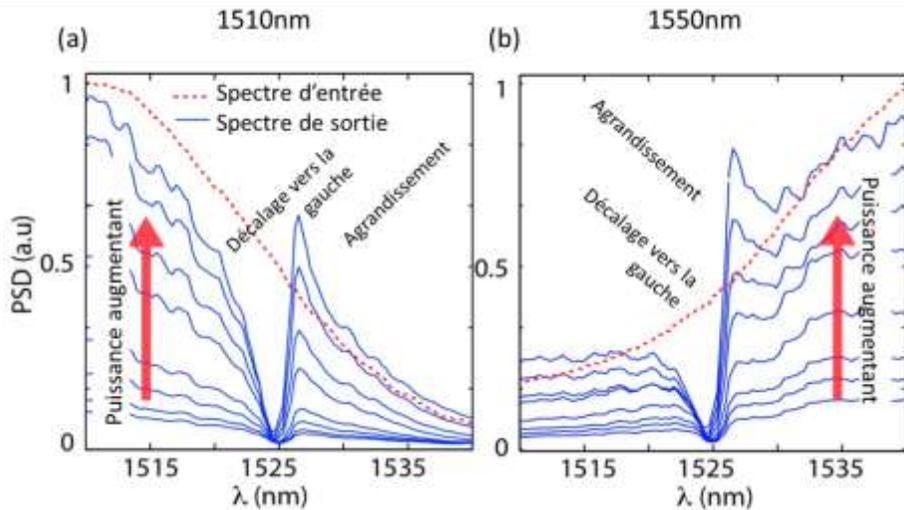


Fig. 27: Spectres de sorties pour une impulsion d'entrée centrée à (a) 1510nm et (b) 1550nm. La ligne rouge pointillée représente le spectre d'entrée.

Effectivement, le sens du décalage de l'encoche observé est indépendant de la position du spectre de l'impulsion d'entrée, confirmant ainsi qu'aucun effet supplémentaire ne contribue à la formation du spectre de transmission. Les mêmes comportements et tendances sont affirmés dans le spectre de sortie ; l'encoche se décale vers les longueurs d'ondes plus courtes et le pic grandit avec l'augmentation de la puissance d'entrée. Ceci confirme que tous les phénomènes observés proviennent strictement du GORB lui-même.

## 7.4 Analyse des résultats

Pour récapituler, le phénomène observé dans notre dispositif n'était pas celui attendu dans une structure d'AlGaAs puisque la non-linéarité principale est normalement l'effet Kerr positif. Intuitivement, cette différence peut être attribuée aux singularités propres appartenant au réseau. Puisque ce phénomène n'a jamais été observé expérimentalement dans ce type de dispositif auparavant, il est raisonnable de conclure que les effets sont spécifiques à cette structure. Il y a quelques contributions traditionnelles possibles à considérer dans ce GORB et elles sont abordées ci-dessous.

### 7.4.1 Effets thermiques

Les effets thermiques proviennent de l'excitation moléculaire induite par un champ électromagnétique dans un diélectrique. L'énergie dégagée crée un réchauffement du matériau avec l'accumulation du champ. En conséquence, la polarisation des molécules est modifiée variant ainsi l'indice de réfraction effectif du matériel. Dans la plupart des matériaux (incluant l'AlGaAs) l'indice augmente avec la hausse de température. Cette relation est décrite par l'équation de Sellmeier en fonction de la température [143]. Selon l'équation de Kerr (équation (2.9)) si l'indice de réfraction augmente, la longueur d'onde de Bragg devrait aussi augmenter, ce n'est pas le cas pour notre dispositif. De plus, il est bien connu que les effets thermiques sont lents comparativement aux autres non-linéarités [144,145]. Dans cette expérience le taux de répétition est de 4KHz, avec une puissance moyenne relativement basse (l'ordre des nW); qui ne donne pas la chance à l'effet thermique de se dévoiler. Le temps de réponse du décalage (quasi-instantané; ps-fs) permet de différencier ces phénomènes et de confirmer que ce n'est pas dû aux effets thermiques. Plus spécifiquement, la réponse de l'échantillon dépendrait de la température, qui change avec le temps, alors après avoir utilisé l'échantillon pour une longue durée ces propriétés changeraient et nous n'avons pas observé ceci. Le spectre dépend strictement sur la puissance d'entrée. Des expériences pompe-sonde seront menées pour confirmer ceci et pour mieux comprendre les effets présents dans notre échantillon.

### 7.4.2 Porteurs libres engendrés par l'absorption multi-photonique

Un autre phénomène possible se manifestant dans le dispositif est l'effet des porteurs libres engendrés par l'absorption multi-photonique. Deux photons ou plus sont absorbés pour surpasser la bande interdite et créent un porteur libre. Par contre, la longueur d'onde d'opération de ce GORB est sous la demi-bande interdite de l'AlGaAs. Ceci implique que plus que deux photons doivent interagir avec la structure quasi-instantanément pour induire ces non-linéarités. Ce phénomène est peu probable, mais pas impossible. Cependant, le temps nécessaire pour qu'une impulsion laser excite des porteurs libres et qu'ils retournent à leurs états initiaux est d'environ une centaine de picosecondes, beaucoup plus long que le temps d'aller-retour dans l'échantillon, de quelques picosecondes [145-150], alors cet effet n'aurait pas le temps de se manifester. De plus, les photons absorbés par la première partie de l'impulsion réduiraient perçu par le restant de l'impulsion, engendrant un décalage vers les longueurs d'ondes plus courtes d'une plus grande portion du spectre, et non pas seulement l'encoche, et une asymétrie du spectre se mettrait en évidence [151].

De plus, la présence de pertes non-linéaires est facilement distinguée par une déviation non-linéaire dans les mesures de transmissions, souvent démarquée par une saturation de la puissance de sortie.

### 7.4.3 $\chi^{(2)}$ en cascade [ $\chi^{(2)}:\chi^{(2)}$ ]

Un phénomène plus plausible pour valider nos résultats est celui de  $\chi^{(2)}$  en cascade. Il est reconnu que l'échange d'énergie périodique entre les ondes interagissant via  $\chi^{(2)}$ , où les phases ne sont pas complètement accordées peut mener à un décalage de phase non-linéaire supplémentaire sur la FF [152-154]. Ce décalage peut être interprété comme étant une non-linéarité du troisième ordre sauf que les propriétés de symétries et modulation de phases sont différents.

Ce processus se produit quand la phase de la SH générée n'est pas complètement accordée avec la FF. Ceci suscite une conversion partielle de la FF à la SH. Puisque les deux fréquences subissent un indice de réfraction différent [ $n(\lambda)$ ] (loi de diffraction), les deux ondes se propagent

à différentes vitesses, accumulant des phases différentes. Quand l'énergie est reconvertie de la SH à la FF, elle a une phase différente qui s'additionne à celle de la FF et ceci cause le décalage de la FF. La quantité d'énergie convertie de la FF à la SH est proportionnelle à l'intensité. Effectivement, cet effet ressemble à une non-linéarité de Kerr ( $n = n_0 + n_2 I_p$ ). Le signe de  $n_2$  dépend du signe la différence de phase ( $\Delta\beta = \beta_i - \beta_f = [n_{\text{eff}}(\omega_i) \cdot \omega_i - n_{\text{eff}}(\omega_f) \cdot \omega_f] / c$ ). Quand la SH à un plus haut indice de réfraction que la FF ( $n_{\text{eff}}(\omega_f) > n_{\text{eff}}(\omega_i)$ ), la différence de phase est négative ( $\Delta\beta < 0$ ) et alors  $n_2$  est aussi négatif, s'exprimant effectivement par une non-linéarité négative de Kerr. Ceci ressemble considérablement à ce qu'on observe dans le GORB. Le modèle théorique pour valider l'expérience sera donc  $\chi^{(2)}$  en cascade [ $\chi^{(2)}; \chi^{(2)}$ ].

Il est aussi possible que l'effet net soit une combinaison des processus mentionnés ci-dessus. La solution la plus simple (l'influence d'une seule non-linéarité à la fois) sera donc investie premièrement avant de considérer la possibilité de plusieurs effets.

## 8. Théorie des modes couplés

La théorie des modes couplés (TMC) est utilisée pour valider les résultats obtenus, ainsi que pour bien comprendre le rôle des non-linéarités présentes dans notre structure [155]. La TMC décrit l'interaction des modes se propageant dans un ou plusieurs guides d'ondes avec une série d'équations différentielles. Il est important de noter que les modes dans les guides sont orthogonaux, c.à.d. ils se propagent sans échanger d'énergie. Par contre, si le guide d'ondes est perturbé de sa configuration originale (en forme ou en indice de réfraction par exemple), l'échange d'énergie entre les modes est possible. On peut alors dire que la perturbation couple (i.e. cause l'échange d'énergie entre) les modes de la structure.

Le but ultime de cette méthode est de pouvoir exprimer de manière simple le champ électrique total de la structure par une superposition des champs fondamentaux individuels (modes) dans les guides d'ondes qui échangent leur énergie et phase en propagation. Il y a diverses approches pour la modélisation des modes. Ici, on trouve d'abord les modes d'un guide d'ondes sans perturbation, i.e. sans l'influence d'autres guides ou de variations, et ensuite les variations nécessaires sont appliquées pour prendre en compte les effets des ajouts (déviations de la condition originale, voir Fig. 38). Pour un GORB, le cœur (la partie guide sans les modulations d'indices) peut être considéré premièrement et par la suite l'influence de la perturbation (partie réseau) est ajoutée. Les comportements des modes d'un guide d'ondes normal ont été revus dans la section 3.1.1 et maintenant nous pourrons évaluer l'influence effective du réseau sur les modes et leurs propagations.

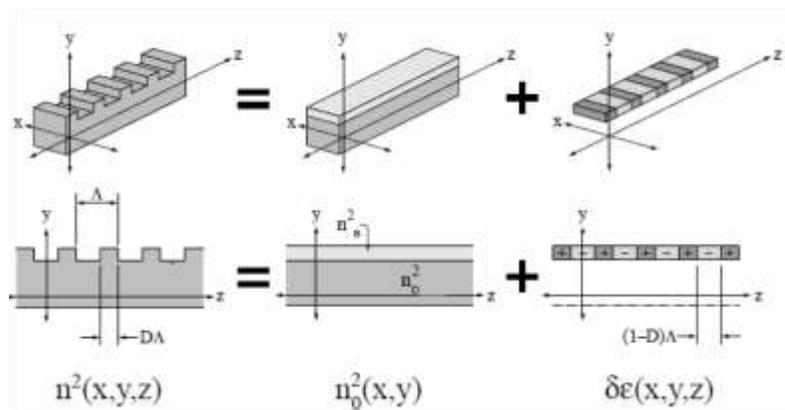


Fig. 28: Schématisation de la superposition de structures pour la TMC. GORB = guide d'ondes + réseau (perturbation).

Il est important de garder en tête que les RB n'ont pas des modes propres tel que supportés par les guides d'ondes conventionnels mais des propagations qui ressemblent plus aux modes Bloch/Floquet, similaires à ceux supportés par une structure cristalline [156]. Dans le but de garder la solution simple, nous résolvons pour les modes propres de ces structures et non les modes Bloch/Floquet. Un mode transversal en propagation dans un guide d'ondes couplé avec un réseau de Bragg expérimente une alternance périodique de typiquement deux indices de réfractions (Fig. 39). En conséquence de cette variation, une fraction du mode est réfléchi à chaque interface d'alternance de l'indice, créant une réflexion partielle, et donc un mode se propageant vers l'avant et un mode se propageant vers l'arrière [157-159]. La quantité de réflexion dépend de la différence entre ces deux indices (équation (6.1)).

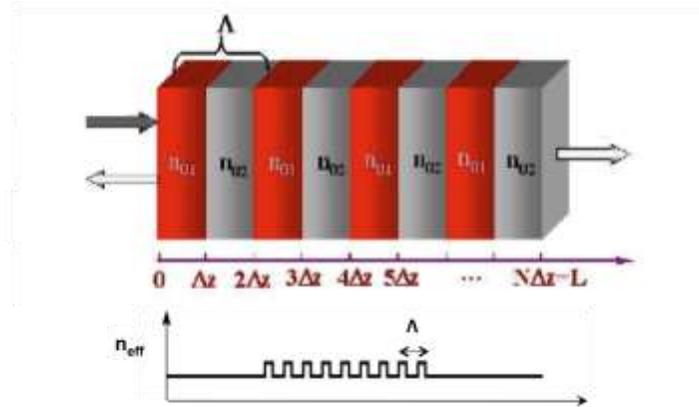


Fig. 29: Schéma de l'alternance d'indices.

## 8.1 Développement

L'échange d'énergie entre les modes de la structure non-perturbée grâce à la modulation de l'indice,  $\delta\epsilon(x,y,z)$ , est analogue aux transitions entre les états propres d'un atome sous l'influence d'une perturbation dépendant du temps. Un photon incident peut être absorbé et un électron est excité de l'état fondamental à un autre état plus élevé. Le formalisme mathématique de la TMC est très similaire à celui de la théorie de perturbation de la mécanique quantique en temps. La procédure exprime le vecteur du champ électrique d'une onde électromagnétique comme la combinaison linéaire des modes orthogonaux de la structure non-perturbée, où le coefficient de l'amplitude dépend de  $z$  (puisque  $\delta\epsilon(x,y,z) \neq 0$ ), les ondes de la structure ne sont plus des modes propres:  $E = \sum_m A_m E_m(x,y) e^{i(\omega t - \beta_m z)}$ , où  $m$  représente le nombre du mode. De plus, nous

prenons pour acquis que la perturbation est « faible » et donc la variation de l'amplitude du mode est « lente », satisfaisant  $\frac{d^2}{dz^2} A_m \ll \beta_m \frac{d}{dz} A_m$ . Cette formulation est connue comme étant l'approximation de l'enveloppe variant lentement (AEVL) et nous permet de négliger les dérivées secondes et d'ordres plus élevés [161,162].

Le profil de l'indice de réfraction de la structure complète est dénoté par  $n^2(x,y,z) = \varepsilon(x,y,z)$  et l'indice du guide d'ondes strictement est donné par  $n_0^2(x,y) = \varepsilon_0(x,y)$ , notez qu'il n'y a pas de dépendance par rapport à  $z$  puisque l'indice demeure inchangé tout au long de la structure non perturbée. Ces deux indices sont liés par l'ajout des variations, donnant une permittivité totale de:  $\varepsilon(x,y,z) = \varepsilon_0(x,y) + \delta\varepsilon(x,y,z)$ , où la  $\delta\varepsilon(x,y,z)$  est la variation de  $\varepsilon(x,y,z)$  en  $z$ , une fonction périodique dans laquelle  $z$  représente la perturbation sur l'axe de propagation.

De manière similaire, le champ électromagnétique de la structure complète est noté comme  $\vec{E}(x,y,z)$  et  $\vec{H}(x,y,z)$  où  $\vec{E}$  est le champ électrique et  $\vec{H}$  le champ magnétique, et ceux du guide d'ondes sans modulation sont donnés par  $\vec{E}_0(x,y,z)$  et  $\vec{H}_0(x,y,z)$ . Les indices sont reliés à leurs champs respectifs;  $n_0^2(x,y,z) \rightarrow \vec{E}_0(x,y,z), \vec{H}_0(x,y,z)$  et  $n^2(x,y,z) \rightarrow \vec{E}(x,y,z), \vec{H}(x,y,z)$ .

Pour développer les équations électromagnétiques de propagation d'impulsion à l'intérieur de guides d'ondes optiques il faut d'abord commencer avec les équations de Maxwell (voir les équations (3.5)).

Chaque mode d'une structure périodique a un champ net se propageant en avant, et un champ net réfléchi, se propageant vers l'arrière. Prenons premièrement le mode avant pour un guide d'ondes sans perturbation:  $\vec{E}(x,y,z) = \vec{E}(x,y) e^{(-i\beta z - i\omega t)}$  et similairement pour  $H_0$ . La TMC peut servir à remplacer les équations de Maxwell pour  $E$  et  $H$  par une série d'équations linéaires différentielles couplées décrites par le coefficient scalaire  $A^\pm(z)$ , fonction en  $z$ , représentant la modification en propagation (avant et arrière, respectivement). Le champ électromagnétique de la structure complète peut être exprimé par une superposition linéaire de modes d'un guide d'ondes conventionnel:

$$\bar{E}(x, y, z) = A^+(z)\bar{E}(x, y)^+ e^{(-i\beta z - i\omega t)} + A^-(z)\bar{E}(x, y)^- e^{(i\beta z - i\omega t)}, \quad (8.1)$$

où  $\bar{E}(x, y)^\pm$  indiquent les champs électriques transverses du mode, se propageant vers l'avant et vers l'arrière respectivement, du guide d'ondes conventionnel en fonction de la fréquence et similairement pour  $\bar{H}(x, y, z)$ .

L'interaction entre le flux d'énergie ( $S_{int}$ ) de ces champs du mode peut être décrite en appliquant le théorème de réciprocité [160]:  $S_{int} = \bar{E}^{\pm*} \times \bar{H} + \bar{E} \times \bar{H}^{\pm*}$ . Comme vue dans les parties précédentes, le vecteur Poynting représente le flux moyen ( $S$ ) en fonction du temps des champs complexes et peut-être exprimé par  $S = \frac{1}{2}(E \times H^*)$ . La puissance optique totale dans ce système est donnée par  $P_p = \frac{1}{2} \iint \text{Re}\{E \times H^*\} \hat{z} dx dy$ . L'équation de divergence, décrivant la puissance est trouvée en utilisant une identité vectorielle, ce qui donne  $\nabla_T \cdot S_{int} = -i\beta \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \delta\epsilon (\bar{E}^{\pm*} \times \bar{E})$ , où  $\nabla_T$  est le gradient transversal ( $\nabla_T = \partial_x + \partial_y$ ). En intégrant cette quantité sur une surface, on obtient:

$$\int (\nabla \cdot S_{int}) dA = \oint S_{int} dl = i\beta \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \iint_A \delta\epsilon (\bar{E}_0^* \cdot \bar{E}) dA, \quad (8.2)$$

où  $dA = dx dy$ . Le théorème de divergence,  $\oint_C F dA = \iiint (\nabla \cdot F) dV$ , est appliqué pour le terme à gauche. Si on prend le volume avec une surface (coupée transversalement) qui tend vers l'infini et avec une largeur négligeable,  $dz$ , l'équation donne:

$$\frac{d}{dz} \iint S_{int} \hat{z} dA = i\beta \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \iint \delta\epsilon (\bar{E}^{\pm*} \cdot \bar{E}) dA. \quad (8.3)$$

En substituant  $\bar{E}_0$  et  $\bar{H}_0$  et l'information de (8.2) dans l'équation (8.3), elle peut être réécrite pour donner les équations de modes couplés (EMC):

$$\frac{d}{dz}A^+(z) = -i \left[ \beta_0 + \frac{1}{4\beta} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \langle \delta\varepsilon(\bar{E}^{+*} \cdot \bar{E}^+) \rangle \right] A^+(z) - \frac{i}{4\beta} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \langle \delta\varepsilon(\bar{E}^{+*} \cdot \bar{E}^-) \rangle A^-(z), \quad (8.4)$$

et pour les modes réfléchis:

$$\frac{d}{dz}A^-(z) = -i \left[ \beta_0 + \frac{1}{4\beta} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \langle \delta\varepsilon(\bar{E}^{-*} \cdot \bar{E}^-) \rangle \right] A^-(z) - \frac{i}{4\beta} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \langle \delta\varepsilon(\bar{E}^{-*} \cdot \bar{E}^+) \rangle A^+(z), \quad (8.5)$$

Les termes  $\langle \delta\varepsilon(\bar{E}^{\pm*} \cdot \bar{E}^{\pm}) \rangle$  sont simplement des intégrales de recouvrements (voir équation (6.4)) des modes du réseau de la structure avec la variation  $\delta\varepsilon$  décrite par :

$$\delta\varepsilon(x, y, z) = \sum_m \delta\varepsilon_m(x, y) e^{-\frac{i2m\pi z}{\Lambda}}. \quad (8.6)$$

Chaque coefficient de Fourier dans cette équation est une fonction de seulement x et y. L'équation (8.6) peut être permutée pour obtenir une expression pour les coefficients de Fourier en fonction de  $\delta\varepsilon(x, y, z)$ :

$$\delta\varepsilon_m(x, y) = \frac{1}{\Lambda} \int_{z_0}^{z_0+\Lambda} \delta\varepsilon(x, y, z) e^{\frac{i2m\pi z}{\Lambda}} dz. \quad (8.7)$$

En supposant  $\Lambda$  réel, les coefficients de Fourier sont reliés par  $\delta\varepsilon_{-m} = \delta\varepsilon_m^*$ . En substituant l'expression (8.6) dans les EMC, on obtient:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz}A^+(z) = & -i \left[ \beta_0 + \frac{1}{4\beta} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \langle \delta\varepsilon_0(\bar{E}^{+*} \cdot \bar{E}^+) \rangle \right] A^+(z) - \\ & \frac{i}{4\beta} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \langle \delta\varepsilon_1(\bar{E}^{+*} \cdot \bar{E}^-) \rangle e^{\frac{i2m\pi z}{\Lambda}} A^-(z) + \dots \end{aligned} \quad (8.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz}A^-(z) = -i \left[ \beta_0 + \frac{1}{4\beta} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \langle \delta\varepsilon_0(\bar{E}^{-*} \cdot \bar{E}^-) \rangle \right] A^-(z) - \\ \frac{i}{4\beta} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \langle \delta\varepsilon_{-1}(\bar{E}^{-*} \cdot \bar{E}^+) \rangle e^{\frac{i2m\pi z}{\Lambda}} A^+(z) + \dots \end{aligned} \quad (8.9)$$

Dans ces équations, nous avons seulement retenu les termes qui avaient des phases accordées. Les autres ondes ne deviennent plus importantes et tendent rapidement à zéro quand les EMC sont résolues en intégrant sur  $z$ . Comme vu dans les équations précédentes, pour le RB du premier ordre, seulement  $m=0$  et  $m=-1$  sont inclus dans les EMC. Le terme  $m=0$  induit un changement dans la constante de propagation, c.-à-d. que  $\zeta_0 a$  modifie le coefficient de couplage, pendant que le terme  $m=-1$  couple les modes avants et les modes arrières. Pour simplifier les EMC, deux paramètres sont créés:  $b$  et  $\kappa$ , chacun incluant des intégrales de recouvrement entre les modes d'un guide d'ondes conventionnel et ceux du GORB:

$$b = \beta_0 + \frac{1}{4\beta} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \langle \delta\varepsilon_0(\bar{E}^{+*} \cdot \bar{E}^+) \rangle \quad (8.10)$$

$$\kappa = \frac{i}{4\beta} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \langle \delta\varepsilon_1(\bar{E}^{+*} \cdot \bar{E}^-) \rangle \quad (8.11)$$

en simplifiant:

$$\frac{d}{dz}A^+(z) = -ibA^+(z) + \kappa e^{\frac{i2m\pi z}{\Lambda}} A^-(z), \quad (8.12)$$

$$\frac{d}{dz}A^-(z) = ibA^-(z) + \kappa^* e^{\frac{i2m\pi z}{\Lambda}} A^+(z), \quad (8.13)$$

où  $b$  détermine la fréquence centrale et  $\kappa$  gère la largeur de bande du GORB. L'amplitude de  $\kappa$ , formellement la constante de couplage complexe, décrit le taux avec lequel la puissance est transférée entre le mode avant et arrière.  $\kappa$  est souvent vu comme étant l'unité de base pour la réflectivité du réseau. La phase de  $\kappa$  est directement reliée de la phase de  $\Delta\varepsilon_1$ . Alors, la relation

de l'accord de phase,  $\Delta\beta = \beta_+ - \beta_- - m \frac{2\pi}{\Lambda} = 0$  (i.e., la condition de Bragg), devient importante quand  $\kappa$  est significatif. Pour un réseau symétrique sur  $z=0$ , tous les coefficients de Fourier sont réels et donc  $\kappa$  est complètement imaginaire. Même pour les réseaux qui n'ont pas de symétrie, les EMC sont sous la forme donnée par les équations (8.12) et (8.13), aussi longtemps que la perturbation de l'indice de réfraction est réelle. De plus, cette valeur nous permet d'estimer la largeur de la bande rejetée ( $\Delta\lambda$ ) qui est habituellement estimée à être  $-2|\kappa| < \Delta\beta < 2|\kappa|$ , ou bien:  $\Delta\lambda \cong \frac{2}{\pi} \frac{\Delta n}{n} \lambda_B$ , où  $\Delta n$  est la différence des indices.

## 8.2 Modélisation Numérique

Ce modèle décrit la TMC pour un réseau linéaire et une onde continue en propagation. Ceci va être fait dans l'espace 1D+1, représentant une analyse dans la direction  $z$  en gardant compte du temps  $(z,t)$ , puisque les effets spatiales transverses ont été considérés dans la section précédente et sont inclus dans cette section par les variables  $b$  et  $\kappa$ . Nous allons maintenant décrire la propagation d'impulsions dans un réseau sous le régime non-linéaire. La dérivation de ce modèle est longue et complexe, au-delà du cadre de cette thèse. Nous allons donc simplement présenter le modèle utilisé pour la simulation numérique. De là, les rôles des contributions de phénomènes dans notre structure seront surlignés dans les équations.

Pour la modélisation numérique nous avons utilisé MATLAB pour simuler et supporter nos résultats. MATLAB est un environnement de programmation utilisé principalement pour le développement d'algorithmes, l'analyse des données, la visualisation et le calcul numérique. En simulant nos résultats, nous pouvons confirmer les interactions présentes dans notre GORB.

Prenons une onde se propageant dans la direction  $+\hat{a}_z$  du guide,  $A^+(z,t)$ , et une onde se propageant dans la direction opposée  $-\hat{a}_z$ ,  $A^-(z,t)$ . La convention pour des ondes planes voyageant selon  $+\hat{a}_z$  est  $e^{(-i\beta z - i\omega t)}$ . Avec cette convention, les parties spectrales et temporelles sont reliées par:

$$A^+(t, z) = \int A^+(\omega, z) e^{-i\omega t} d\omega \quad (8.14)$$

$$A^+(\omega, z) = \int A^+(t, z) e^{i\omega t} dt \quad (8.15)$$

Les équations complètes de couplages entre l'onde incidente et l'onde réfléchi sont:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} A^+(z, t) + \frac{n_{\text{eff}}}{c} \frac{d}{dt} A^+(z, t) &= i\kappa A^-(z, t) + ibA^+(z, t) + \\ & i(\gamma|A^+(z, t)|^2 + \sigma|A^-(z, t)|^2)A^+(z, t) \end{aligned} \quad (8.16)$$

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dz} A^-(z, t) + \frac{n_{\text{eff}}}{c} \frac{d}{dt} A^-(z, t) &= i\kappa A^+(z, t) + ibA^-(z, t) + \\ & i(\gamma|A^-(z, t)|^2 + \sigma|A^+(z, t)|^2)A^-(z, t) \end{aligned} \quad (8.17)$$

où  $\gamma$  représente les effets de l'AMP et  $\sigma$  est pour la MPC. Notez que le champ total est  $E(z, t) = A^+(z, t)e^{i\beta z} + A^-(z, t)e^{-i\beta z}$ . L'auto-modulation est strictement générée par l'impulsion d'entrée et décale la phase de l'impulsion en fonction de son intensité en fonction du temps. Ceci peut causer un agrandissement, une compression ou une division du spectre de l'impulsion initiale. La modulation de phase croisée est le changement de la phase optique par l'interaction de plusieurs impulsions dans un milieu non-linéaire.

La solution numérique est dérivée par Alessia Pasquazi, une stagiaire postdoctoral du groupe UOP, avec l'aide d'une l'approche pseudo-spectrale, c'est-à-dire que la solution évolue dans le temps [163]. En appliquant les conditions de notre réseau à cette série d'équation, son comportement linéaire est simulé. La figure 41 montre un exemple de simulation pour expliquer le concept d'un GORB. Les détails de ces simulations sont fournis dans l'appendice B. Un mode qui se propage selon  $+\hat{a}_z$  dans le guide, un mode réfléchi selon  $-\hat{a}_z$ , le champ total ainsi que le spectre d'entrée, réfléchi et transmis sont illustrés.

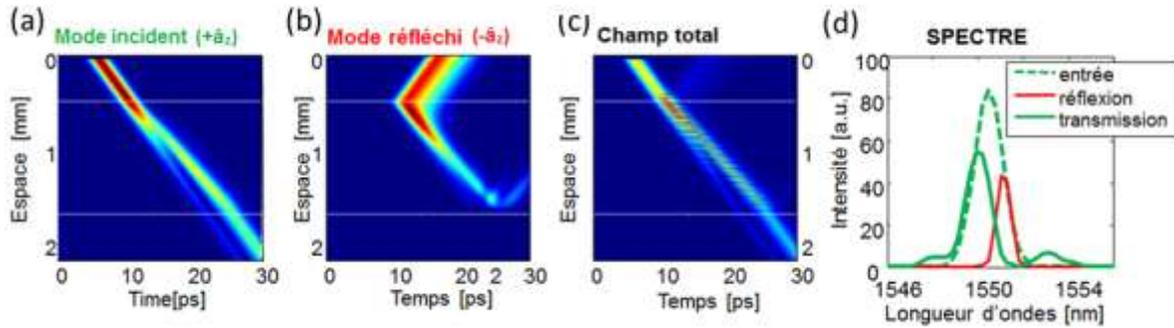


Fig. 30: exemple de simulation du (a) mode avant ( $A^+(z,t)$ ) (b) mode réfléchi ( $A^-(z,t)$ ) (c) champ total (d) spectre d'entrée, réfléchi et transmis.

En insérant les valeurs appropriées correspondant aux spécifications de notre GORB, nous avons pu simuler son comportement. La figure 41 démontre le spectre de sortie expérimentale (a) et simulé (b) pour le GORB utilisé.

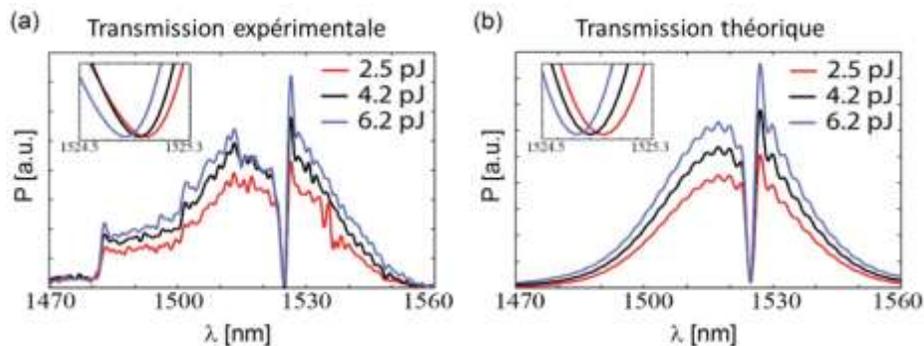


Fig. 31: Spectre de transmission (a) résultats expérimentaux (b) résultats théoriques.

Il est important de noter qu'un coefficient de non-linéarité du troisième ordre effectivement négatif est appliqué pour modéliser les résultats obtenus. Il y a une forte correspondance entre les deux graphiques. Les spectres partagent des décalages comparables et des formes similaires, plus spécifiquement, la compression du spectre (pic à la droite de l'encoche) distingué est présente dans les deux graphiques. Des investigations plus profondes seront faites pour confirmer la théorie derrière ce phénomène.

## 9. $\chi^{(2)}$ en cascade [ $\chi^{(2)}:\chi^{(2)}$ ]

La non-linéarité du deuxième ordre,  $\chi^{(2)}$  en cascade, est celle qui explique le mieux le comportement de notre structure. Les détails de ce phénomène seront vus dans cette section.

Auparavant, les effets  $\chi^{(2)}$  étaient généralement très petits dans les structures intégrées, autour de l'ordre de quelques pm/V. Ceci rendait l'observation de ces phénomènes extrêmement difficile, surtout s'il y avait des effets  $\chi^{(3)}$  présents plus dominants, masquant les effets  $\chi^{(2)}$ . Ce n'est qu'à partir du moment où les variations de phases non-linéaires ont pu être mesurées expérimentalement par méthodes de balayage en z qu'un décalage significatif a été observé indiquant des effets supplémentaires à celles des non-linéarités  $\chi^{(3)}$  [164-166]. La variation non-linéaire de la phase provenant de processus du deuxième ordre dans les cristaux non-centrosymétrique reçoit beaucoup d'attention depuis. Il est maintenant bien connu que le champ fondamental (FF) se convertit en SH et se reconvertit en FF. L'échange d'énergie périodique entre les ondes interagissant via  $\chi^{(2)}$  mène à un décalage de phase non-linéaire supplémentaire sur l'onde de fréquence fondamentale [168,169]. Plus spécifiquement, ce processus se produit quand la phase de la SH n'est pas accordée avec la FF. Quand la SH échange son énergie avec la FF, elles ont une phase différente qui cause un décalage de l'onde fondamentale. Expérimentalement, cet effet ressemble à une non-linéarité de Kerr.

Il y a deux conséquences possibles résultant de la non-linéarité imposée sur le faisceau fondamental : des pertes et une modification de la phase. Les pertes sont simplement dues à la conversion de la fondamentale à la SH, processus très bien connu. Pour une conversion faible, ces pertes ne sont pas pratiquement distinguables de l'ADP, résultant en une  $\text{Im}[\chi^{(3)}]$  effective. Le décalage (positif ou négatif) peut être interprété comme étant une non-linéarité du troisième ordre sauf que les propriétés de symétrie et la modulation de phase sont différentes. De plus, cette non-linéarité requiert un processus séquentiel, ou en cascade, et présente des avantages que les non-linéarités  $\chi^{(3)}$  ne peuvent simplement pas offrir.

Ce type de décalage de phase, provenant d'une non-linéarité effective du troisième ordre, a beaucoup d'implications potentielles dans des applications telles que le verrouillage des modes

de lasers, la compression d'impulsions, la commutation toute-optique, la bi-stabilité optique, le mélange dégénéré de trois ondes, le mélange à quatre ondes, le développement de solitons spatiaux et plusieurs autres [170-183]. Pour les applications de formation d'impulsions, le pouvoir de contrôler l'amplitude et le signe du décalage non-linéaire, et spécifiquement d'avoir un décalage négatif sans pertes significatives, ouvre une multitude de portes. La modulation de phase impacte virtuellement tous les aspects de génération et propagation d'impulsions courtes. La possibilité d'avoir un décalage de phase de n'importe quel signe, de manière simple, réglable, et à faibles pertes, présente un nouveau degré de liberté pour la conception de sources d'impulsions courtes.

## 9.1 Développement

Pour ce développement, nous prenons seulement la non-linéarité du deuxième ordre (mélange à trois ondes). La polarisation prend alors la forme suivante:

$$P = \varepsilon_0\chi^{(1)}E + \varepsilon_0\chi^{(2)}E^2, \quad (9.1)$$

Prenons  $E(t)$  composé de deux ondes aux fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$ :

$$E(t) = E_1e^{-i\omega_1t} + E_2e^{-i\omega_2t} + c. c., \quad (9.2)$$

où  $c. c.$  représente les complexes conjugués des termes précédents.

En substituant cette expression dans l'équation de polarisation (9.1), nous obtenons:

$$P = \varepsilon_0\chi^{(1)}E + \varepsilon_0\chi^{(2)} \left[ \begin{aligned} &|E_1|^2e^{-i2\omega_1t} + |E_2|^2e^{-i2\omega_2t} + \\ &2E_1E_2e^{-i(\omega_1+\omega_2)t} + 2E_1E_2^*e^{-i(\omega_1-\omega_2)t} + 2(|E_1| + |E_2|)e^0 \end{aligned} \right]. \quad (9.3)$$

Cette expression comprend les fréquences  $2\omega_1$ ,  $2\omega_2$ ,  $\omega_1+\omega_2$ ,  $\omega_1-\omega_2$ , et 0. Ces processus de mélanges de trois ondes correspondent aux effets reconnus comme la GSH, la génération de fréquences par addition ou soustraction et la rectification optique. Par contre, ceci ne prend pas

en considération la position du champ électrique. Un champ voyageant dans le temps et se propageant en  $z$ , en négligeant les effets de diffraction, ce champ est typiquement décrit comme:

$$E_j(\mathbf{z}, t) = A(z)e^{i(\beta_j z - \omega_j t)} + c. c., \quad (9.4)$$

où  $z$  est la position avec le vecteur d'onde  $\|\beta_j\| = \frac{n_{\text{eff}}(\omega_j)\omega_j}{c}$  et  $n_{\text{eff}}(\omega_j)$  est l'indice de réfraction du medium à la fréquence angulaire  $\omega_j$ . Alors, la polarisation du deuxième ordre a une fréquence angulaire  $\omega_2 = 2\omega_1$  et devient:

$$P^{(2)}(\mathbf{z}, t) \propto A(z)e^{2i(\beta_1 z - \omega_1 t)} + c. c. \quad (9.5)$$

À chaque position  $z$  dans le milieu non-linéaire, l'oscillation de la polarisation du deuxième ordre émet une fréquence angulaire de  $\omega_2$  et correspond à un vecteur d'onde  $\|\beta_2\| = \frac{n_{\text{eff}}(2\omega_1)2\omega_1}{c}$ . L'interférence constructive, et donc un champ à haute intensité se manifeste seulement si  $\beta_2 = 2\beta_1$ . Cette équation est connue comme la condition d'accord de phase. Typiquement, le mélange est fait dans des matériaux cristallins biréfringents où la polarisation des champs et l'orientation du cristal sont choisies pour satisfaire cette condition.

La génération de phase non-linéaire peut être comprise intuitivement par le concept de dispersion. Dû à la dépendance de l'indice de réfraction d'un matériau par rapport à la longueur d'onde, les fréquences voyagent à des vitesses différentes [ $v = c/n$  : vitesse de phase d'une fréquence]. Conséquemment, la lumière convertie à la SH accumule une phase différente de la FF lors de la propagation dans le milieu et donc quand la SH se reconvertit en FF, elle est en retard ou en avance par rapport à la FF originale.

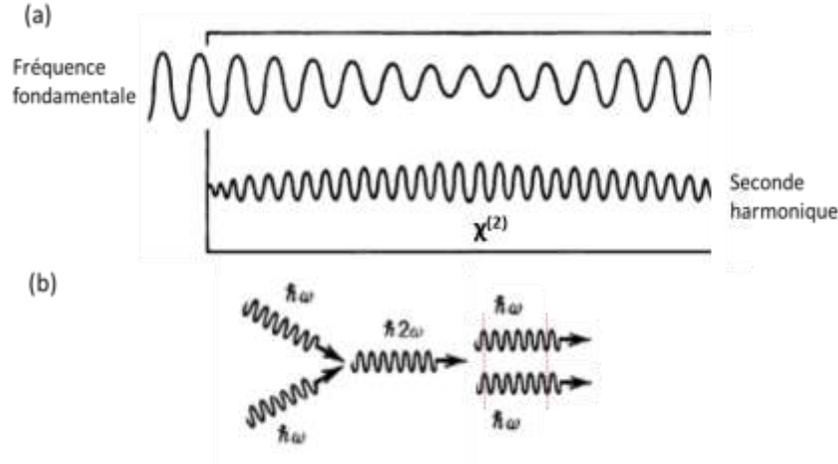


Fig. 32: Schéma de l'échange d'énergie et de phase entre la FF et la SH. La FF est convertie en SH et reconvertie en FF (a) et en conséquence, elle accumule une phase différente, en retard ou en avance de la FF originale (b).

En repartant toujours des équations Maxwell et en appliquant l'AEVL, les équations gouvernant le développement des amplitudes en propagation de la FF ( $A_1$ ) et la SH ( $A_2$ ) dans un milieu quadratique sont:

$$\partial_z A_1 = i A_1^* A_2 e^{i \Delta \beta z}, \quad (9.6)$$

$$\partial_z A_2 = i A_1 A_1 e^{-i \Delta \beta z}, \quad (9.7)$$

où  $A_1$  et  $A_2$  sont normalisés par la valeur maximale du champ fondamental initial relié à l'intensité par  $I_0 = \frac{nc}{8\pi|A_1(0)|^2}$ , et  $A_1^*$  est le complexe conjugué de  $A_1$ .  $\Delta\beta = \beta_2 - 2\beta_1$  est le déphasage entre la FF et la SH. Par ces équations, il est observable que la variation du champ fondamental (équation (9.6)) dépend du champ incident et le champ de la SH et que la propagation de la SH (équation (9.7)) est seulement influencée par le champ de la fondamentale. Les effets non-linéaires considérés sont typiquement faibles et c'est avec l'accumulation de ces effets en propagation qu'ils génèrent un résultat net important. Pour ces effets non-linéaires perturbateurs, l'AEVL est appliquée lorsque les changements de l'amplitude dus aux phénomènes non-linéaires sont faibles comparés à la longueur d'onde.

Quand le déphasage entre les deux ondes est très large ou si l'intensité d'entrée est faible (ou les deux), la phase non-linéaire imposée sur la FF est très semblable à l'effet Kerr:

$$\Delta\phi^{NL} = \frac{-(L/Z_I)^2}{\Delta\beta L} = n_2^{\text{eff}} I, \quad (9.8)$$

où  $Z_I = \frac{n\lambda_1}{\pi\chi^{(2)}A_0}$  est la distance de propagation normalisée et  $n_2^{\text{eff}} \sim (\chi^{(2)})^2/\Delta\beta$  est le coefficient d'indice non-linéaire effectif de Kerr du processus en cascade. La relation entre le décalage de phase non-linéaire ( $\Delta\phi^{NL}$ ) et le désaccord de phase ( $\Delta\beta$ ) est illustré ci-dessous (Fig. 44). Les lignes solides représentent un fort désaccord de phase.

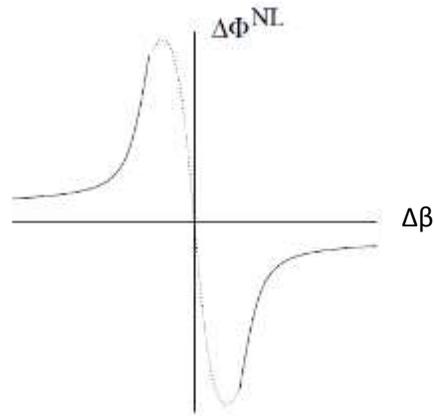


Fig. 33: Décalage de phase non-linéaire en fonction du désaccord de phase.

Il faut garder en tête que les décalages de phases cascades ont une amplitude large, environ deux ordres de grandeur de plus que le  $n_2$  dans un matériau  $\chi^{(3)}$ . Le signe de  $n_2$  dépend du signe de la différence de phase ( $\Delta\beta = \beta_{2\omega} - 2\beta_\omega = n_{\text{eff}}(2\omega)2\omega/c - n_{\text{eff}}(\omega)2\omega/c$ ). Quand la SH a un plus haut indice de réfraction que la FF ( $n_{\text{eff}}(2\omega) > n_{\text{eff}}(\omega)$ ), la différence de phase est négative ( $\Delta\beta < 0$ ) et alors  $n_2$  est aussi négatif, ce qui se manifeste effectivement par une non-linéarité négative de Kerr.

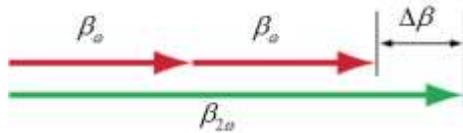


Fig. 34: Illustration du concept d'accord de phase.  $\Delta\beta$  détermine l'amplitude et le signe de  $n_2$ .

Dans l'expansion de la polarisation (équation (2.2)), les décalages de phase cascades correspondent avec les termes d'ordres bas, associés à des susceptibilités plus élevées que celles pour les non-linéarités cubiques. De plus, il est possible de contrôler l'amplitude et la direction du décalage avec l'accord de phase. Puisque la SH provient d'un décalage de phase cascade, son amplitude se sature quand la FF n'a plus d'énergie à transférer à la SH (la source est épuisée), c.-à-d. sa valeur n'augmente plus avec l'intensité. Ceci semble être le phénomène observé dans ce GORB et la première étape pour confirmer ce phénomène est de trouver la SH et analyser son comportement.

## 9.2 Quête pour la SH

### 9.2.1 Montage expérimental

Pour pouvoir confirmer la phénoménologie dans cet échantillon, nous devons faire la quête expérimentale de la SH et analyser son comportement spectral. La figure 46 présente le montage expérimental que j'ai utilisé pour mesurer la SH.

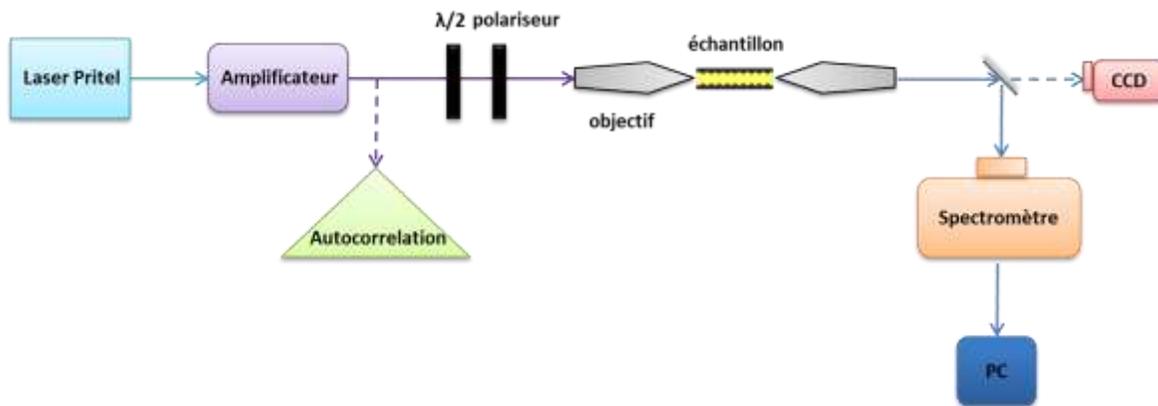


Fig. 35: Montage expérimental pour mesurer le spectre de la SH.

Ce montage varie légèrement du premier; la source est un laser passif à modes verrouillés à base de fibre. La sortie de ce laser est une impulsion centrée à 1526nm (centre de l'encoche du réseau) avec une bande passante de 10nm et un taux de répétition de 17MHz. Ce signal est amplifié, par un amplificateur à courte fibre dopé d'Erbium/Ytterbium pompé par une diode, pour induire de

l'AMP et raccourcir la bande passante, augmentant en conséquence la puissance de pointe dans la région d'intérêt (Fig. 46).

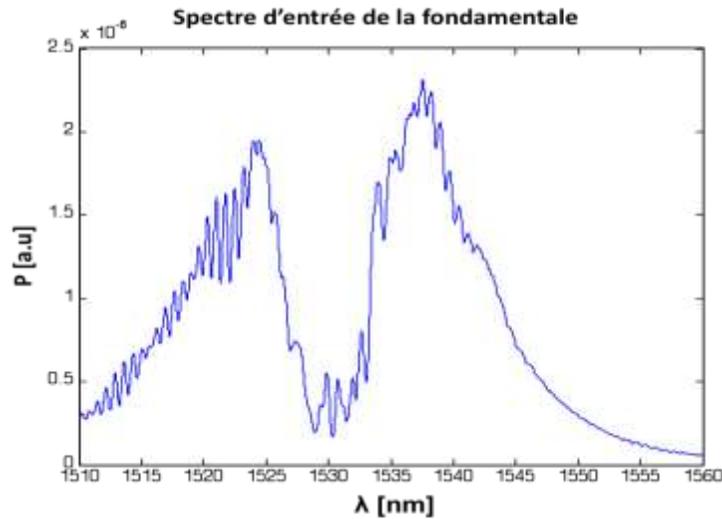


Fig. 36: Spectre à la sortie de l'amplificateur à la fréquence fondamentale, rentrant dans l'échantillon.

Pour s'assurer que l'impulsion n'est pas divisée en temps, nous vérifions son autocorrélation. L'autocorrélation évalue la similarité d'une impulsion avec elle-même déphasée en temps. La puissance à l'entrée de l'échantillon est variée de 0.25mW à 5mW en utilisant la combinaison d'une lame  $\lambda/2$  et un polariseur linéaire. La lumière est couplée dans l'échantillon en utilisant un objectif de 40X à l'entrée et un objectif de 20X à la sortie pour l'envoyer aux systèmes de détection (caméra et spectromètre).

Le signal transmis à la sortie du GORB est analysé par une caméra pour visualiser le mode fondamental ( $\sim 1550\text{nm}$ ) supporté par le guide d'ondes et optimiser sa transmission et s'assurer d'une intensité initiale maximum (cédant le plus de SH possible). Le signal de sortie est ensuite ainsi analysé par un spectromètre (Lot-Oriel Ms260i) qui permet d'enregistrer le spectre en fréquence de la sortie du GORB autour des longueurs d'ondes de la SH (600-800nm). Durant cette expérience, il faut garder en tête que la propagation de la SH diffère de celle de la FF et les ajustements appropriés le long du système sont nécessaires.

## 9.2.2 Résultat expérimental

S'il y a effectivement de la GSH dans l'échantillon, la forme du spectre de sortie devrait ressembler à celui de la fondamentale (Fig. 48) mais à la moitié de la longueur d'onde.

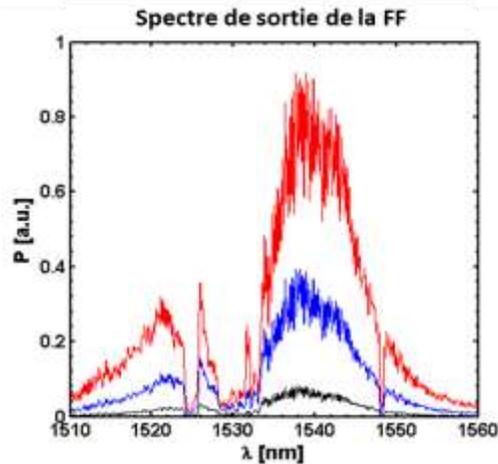


Fig. 37: Spectre de sortie de la fréquence fondamentale pour des puissances de 2mW (courbe noire), 3mW (courbe bleue) et 4.5mW (courbe rouge) avec une impulsion d'entrée de 400fs centrée à 1520nm. On observe des encoches à 1526nm et 1548nm.

Après avoir établi la transmission pour la fondamentale, les objectifs ont été ajustés légèrement pour accommoder la SH. La figure 49 montre le spectre de la SH mesuré par le spectromètre. Il faut noter que nous avons placé un filtre passe-bas pour vérifier que cet effet venait effectivement de notre échantillon et non du spectromètre.

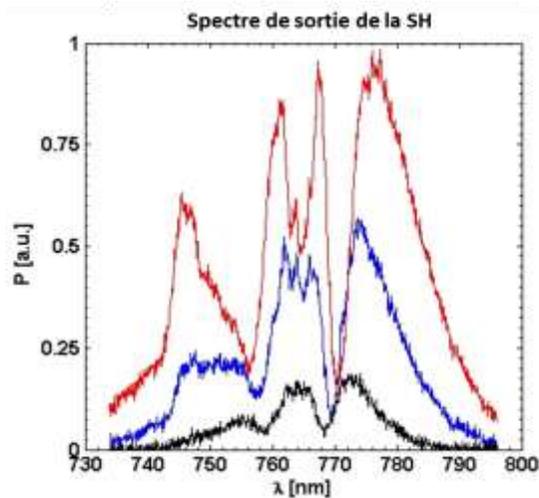


Figure 38: Spectre de sortie de la seconde harmonique pour des puissances de 2mW (courbe noire), 3mW (courbe bleue) et 4.5mW (courbe rouge).

Une encoche à 774nm et 756.3 correspondant aux encoches de la fondamentale de 1548nm et 1526nm respectivement. La première encoche a une bande passante d'environ 4-5nm et un décalage de 2-3nm vers la gauche et la deuxième encoche a une bande passante d'environ 4-5nm et un décalage de 2-3nm vers la droite. Ces résultats sont encore à confirmer, mais le spectre de la SH nous permet de conclure que le phénomène de  $\chi^{(2)}$  en cascade est fort probable puisque nous observons facilement la SH.

## 10. Conclusion

### 10.1 Résumé

Cette thèse a étudié la conception et caractérisation d'un RB dans un guide d'ondes intégré d'AlGaAs. L'exploration des effets non-linéaires dans ce GORB a été présentée. Nous avons vu plusieurs concepts, tels que l'optique non-linéaire, les principes fondamentaux des structures périodiques et leurs fonctionnements, et plus précisément, les RB ont été décrits en détail. Une revue de l'état de l'art de ce composant et de ses multiples impacts a été discutée. Les principes de la conception et la méthode de fabrication ont été détaillés, ainsi que les spécifications de notre dispositif. Le montage expérimental pour tester l'échantillon a ensuite été décrit et les résultats que nous avons obtenus expérimentalement ont été partagés et analysés. Pour soutenir ces résultats et permettre la compréhension en profondeur des processus non-linéaires impliqués, un modèle numérique, basé sur la théorie des modes couplés (TMC), a été développé. La non-linéarité appliquée dans cette théorie est l'effet de  $\chi^{(2)}$  en cascade puisqu'elle représente le mieux le comportement de notre structure. Une deuxième série d'expériences a été menée pour appuyer cette hypothèse et les résultats provenant de ces expériences ont été présentés et analysés par un modèle numérique.

### 10.2 Travail futur

La première étape à ce point est de compléter la modélisation numérique de la SH et de bien confirmer l'accord avec les résultats expérimentaux. Après avoir fait ceci, nous pourrions dire avec confiance que l'effet non-linéaire dans notre structure est celui du  $\chi^{(2)}$  en cascade. Ceci représenterait la première observation expérimentale de ce phénomène dans un système intégré. Connaissant les propriétés de notre dispositif en détail, il va être possible de mieux les exploiter et de les utiliser à notre avantage.

Le prochain projet possible avec ce GORB est de faire l'analyse numérique et la démonstration expérimentale d'une source intégrée de photons intriqués en contre-propagation générés d'un guide d'ondes en AlGaAs à réseau de Bragg [184]. Le domaine du traitement d'informations quantiques est en pleine croissance. Les applications telles que la cryptographie, la téléportation

et le calcul quantique sont rapidement devenus des sujets d'intérêts et de recherche expérimentale. Pour que tous ces systèmes puissent fonctionner, le phénomène d'emmêlement est requis. Deux photons sont intriqués quand l'état de l'un dépend directement de l'état de l'autre quelle que soit leur position dans l'espace. Il n'est pas possible de décrire leurs états distincts de manière indépendante. Le développement d'une source compacte, intégrable, stable et abordable est nécessaire pour un progrès dans le domaine de l'optique quantique appliquée.

L'exploration explicite du GORB peut être poussée à une limite que nous ne connaissons pas encore. Les applications et les découvertes à faire sont nombreuses. J'espère que mon travail a pu inspirer plus de recherche originale sur le sujet dans les domaines théorique et expérimental pour diverses applications.

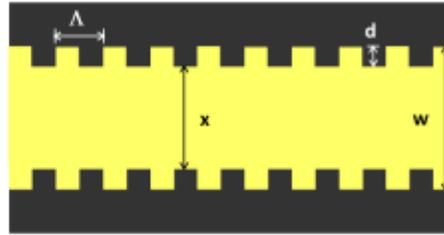
### **10.3 Impact**

Nous avons examiné les dynamiques non-linéaires d'impulsions à haute intensité dans un guide d'ondes à réseau de Bragg et pu observer un décalage de la bande rejetée du réseau vers des longueurs d'ondes plus courtes avec la hausse d'intensité. Ceci constitue la première observation expérimentale de ce phénomène dans un dispositif intégré. Plusieurs applications telles que la compression d'impulsion, la formation d'impulsion, la bi et multi-stabilité et le calcul tout-optique, pourrait profiter de ces résultats.

Avec ce même dispositif, on espère pouvoir contribuer au développement d'une source de photons intriqués indispensable pour quasiment toutes les applications quantiques. Ceci représenterait un énorme progrès dans les réseaux de traitements d'informations et de télécommunications, des systèmes hautement nécessaires et donc en haute demande. Ce projet représente un programme de recherche innovateur à haut intérêt dans le monde de la science quantique. Ceci influencera tous ceux qui cherchent à utiliser cette technologie ainsi que ceux qui veulent l'améliorer. Avec cette source, on sera plus proches de réaliser le rêve du calcul quantique. De plus, les capacités de ces systèmes de traitement de données sont immenses et sans doute continuerons-nous à contribuer à l'évolution technologique.

## Appendice A

Série complète des RB fabriqués sur notre dispositif.



échantillon 1			
w [ $\mu\text{m}$ ]	d [nm]	x [ $\mu\text{m}$ ]	$\Lambda$ [nm]
2.026	102	1.822	250
échantillon 2			
w [ $\mu\text{m}$ ]	d [nm]	x [ $\mu\text{m}$ ]	$\Lambda$ [nm]
2.00	200	1.6	250
échantillon 3			
w [ $\mu\text{m}$ ]	d [nm]	x [ $\mu\text{m}$ ]	$\Lambda$ [nm]
2.00	300	1.4	250
échantillon 4			
w [ $\mu\text{m}$ ]	d [nm]	x [ $\mu\text{m}$ ]	$\Lambda$ [nm]
2.00	400	1.2	250
échantillon 5			
w [ $\mu\text{m}$ ]	d [nm]	x [ $\mu\text{m}$ ]	$\Lambda$ [nm]
2.00	500	1	250

échantillon 6				
w [ $\mu\text{m}$ ]	d [nm]	x [ $\mu\text{m}$ ]	$\Lambda$ [nm]	
3.00	300	2.4	249	
échantillon 6A				
w [ $\mu\text{m}$ ]	d2 [nm]	d1 [nm]	x [ $\mu\text{m}$ ]	$\Lambda$ [nm]
3.00	320	280	2.4	249
échantillon 7				
w [ $\mu\text{m}$ ]	d [nm]	x [ $\mu\text{m}$ ]	$\Lambda$ [nm]	
3.00	500	2.00	249	
échantillon 7A				
w [ $\mu\text{m}$ ]	d2 [nm]	d1 [nm]	x [ $\mu\text{m}$ ]	$\Lambda$ [nm]
3.00	520	480	2.0	249

## Appendice B

```
%----- EQUATIONS -----
-----
% f(z,t): forward propagating mode in the waveguide
% b(z,t): backward propagating mode in the waveguide
% convention used: forward plane wave: exp(1i*k*z-1i*w*t)
% with this convention the spectral and temporal part are related in this
way:
%
% f(t,z)=Integral[ f(w,z)*exp(-1i*w*t)*dw]
% f(w,z)=Integral[ f(t,z)*exp(1i*w*t)*dt]

% ATTENTION WITH THE FFT CONVENTION (in matlab)
% FFT-> Integral[...exp(-1i*w*t)*dw]
% IFFT-> Integral[...exp(1i*w*t)*dt]
% to calculate the spectrum the IFFT comand must be used

%
i*df(z,t)/dz+i/vel*df(z,t)/dt+dK*f(z,t)+gamma*b(z,t)+SPM*|f(z,t)|^2*f(z,t)+XPM
M*|b(z,t)|^2 *f(z,t)==0
% -
i*db(z,t)/dz+i/vel*db(z,t)/dt+dK*b(z,t)+gamma*f(z,t)+SPM*|b(z,t)|^2*b(z,t)+XPM
M*|f(z,t)|^2 *b(z,t)==0

% gamma rules the bandwidth of the bragg gap
% dK rules the center frequency of the bragg gap
% SPM and XPM the nonlinearity

% note: the total field is e(z,t)=f(z,t)*exp(1i*k*z)+b(z,t)*exp(-1i*k*z)
%----- NUMERICAL SOLUTION -----
-----
% Split step approach/ Pseudo spectral approach: the solution evolve in TIME

% 1) I solve the first part of the linear equations (uncoupled)

% i*df(z,t)/dz+i/vel*df(z,t)/dt+dK*f(z,t)==0
% -i*db(z,t)/dz+i/vel*db(z,t)/dt+dK*b(z,t)==0

% - I perform a Fourier Transform (in z) (attention to the sign for the fft
in matlab)

% f(wz,t)= Integral[f(z,t)exp(1i*wz*z)*dz]=IFFT(f(z,t))
% 1i*wz*f(wz,t)= Integral[df(z,t)/dz*exp(1i*wz*z)*dz]=IFFT(df(z,t)/dz)

% the equations in the Fourier Domain are:
% -wz*f(wz,t)+i/vel*df(wz,t)/dt+dK*f(wz,t)==0
% wz*b(wz,t)+i/vel*db(wz,t)/dt+dK*b(wz,t)==0

% -the solution of the differential equation in t+dt is
% f(wz,t+dt)=f(wz,t)*exp(1i*wz*dt*vel+1i*dK*dt*vel);
% b(wz,t+dt)=b(wz,t)*exp(-1i*wz*dt*vel+1i*dK*dt*vel);

% -then I transfrom back
% f(z,t+dt)= Integral[f(wz,t+dt)exp(-1i*wz*z)*dwz]=FFT(f(z,t+dt))
```



```

DZ_grating=1.1e-3;           % nonlinear grating length

% Input Pulse parameters
lambda0=1526e-9;           % pulse wavelength
k0=2*pi*index/lambda0;    % wavenumber in the waveguide
omega0=2*pi*c/lambda0;    % pulse angular frequency
to=180e-15;               % pulse length
PC=0.5e-3;                % input power

% Parameters of the equations
dK=(2*pi/lambda0*index-2*pi/lambdaB*index); % grating phase mismatch
gamma=domega/4/c*index;   % coupling coefficient
SPM=-1.5e6;               % self-phase modulation
coefficient
XPM=2*SPM;                % cross-phase modulation
coefficient

% Parameters for the method
% coordinates
dt=10e-15;                % time step
DT=20e-12;                % time window
t=0:dt:DT;                % temporal coordinate
NT=length(t);             % number of time steps
dz=dt*vel*1;              % space step (courant condition dz=dt*vel)
DZ_in=25*dz;              % grating input coordinate
DZ_out=DZ_in+DZ_grating;  % grating output coordinate
DZ=2*DZ_in+DZ_grating;    % space window
z=0:dz:DZ;                % spatial coordinate
NZ=length(z);             % number of space steps
indm1=sum(z<DZ_in)+1;     % grating input index
indm2=sum(z<DZ_out)+1;    % grating output index
wnz=2*pi*fftshift( floor(-NZ/2):floor((NZ/2)-1))/(NZ*dz); %FOURIER
COORDINATE (in SPACE)
[zz tt]=meshgrid(z,t);    % 2D coordinates

% vectors
v0=sqrt(PC)*exp(-((t-3*to)/to).^2);
ind0=indm1-1;             % input field coordinate (index): v0 applied here
vvf=tt*0;                 % forward vector
vvb=tt*0;                 % backward vector

% methods constant
mask=(z>DZ_in).*(z<DZ_out);% defines the grating: 1 in the grating, 0 outside
% auxiliary costant for the uncoupled linear part (in all the waveguide)
FF=exp(1i*wnz*dt*vel).*exp(1i*dK*dt*vel); % forward field
BB=exp(-1i*wnz*dt*vel).*exp(1i*dK*dt*vel); % backward field
% auxiliary costant for the coupled linear part (only in the grating)
COS=cos(dt*vel*gamma*mask);
SIN=sin(dt*vel*gamma*mask);

% auxiliary costant for the coupled nonlinear part (only in the grating)
mask_nl=mask*dt*vel;

%----- METHOD -----
--
for num=2:NT

```

```

% input field
vvf(num-1,ind0)=v0(num-1);
% 1) I solve the first part of the linear equations (uncoupled)
% - Fourier Transform
auxf=(ifft(vvf(num-1,:)));
auxb=(ifft(vvb(num-1,:)));
% - Equation solution
ftf=auxf.*FF;
ftb=auxb.*BB;
% - Inverse Fourier Transform
vvf_aux=fft(ftf);
vvb_aux=fft(ftb);
% 2) I solve the second part of the linear equations (coupled)
vvf(num,:)=COS.*vvf_aux+li*SIN.*vvb_aux;
vvb(num,:)=COS.*vvb_aux+li*SIN.*vvf_aux;

% 3) I solve the nonlinear part of the equations equations (coupled)
vvf_aux=exp(li*(SPM*abs(vvf(num,:)).^2+XPM*abs(vvb(num,:)).^2).*mask_nl);
vvb_aux=exp(li*(SPM*abs(vvb(num,:)).^2+XPM*abs(vvf(num,:)).^2).*mask_nl);
vvf(num,:)= vvf(num,:).*vvf_aux;
vvb(num,:)= vvb(num,:).*vvb_aux;

% 4) Boundary condition (terminated imposing derivative=0)
vvf(num,length(z))=vvf(num,length(z)-1);
vvf(num,1)=vvf(num,2);
vvb(num,1)=vvf(num,2);
vvb(num,length(z))=vvb(num,length(z)-1);

end
%calculation of the total field:
vv=vvf.*exp(li*k0*zz)+vvb.*exp(-li*k0*zz);

%calculation of the spectra
inS= ifftshift(ifft(v0)); %input spectrum
refS=ifftshift(ifft(vvb(:,indm1-1))); %reflected spectrum
traS=ifftshift(ifft(vvf(:,indm2+1))); %transmitted spectrum
wn=2*pi*(floor(-NT/2):1:floor((NT/2)-1))/(NT*dt); %angular frequency axis
lambda=-2*pi./(wn-omega0)*c; %wavelength axis

% Visualization of the result
l1=0;
l2=DZ*1e3;
figure;
colormap(jet(256))
subplot(2,3,1)
image(t*1e12,z*1e3,abs(vvf.^2).'*256/max(max(abs(vvf)))^2)
hold on
plot(t*1e12,t*0+z(indm1)*1e3,'w--','Linewidth',2)
plot(t*1e12,t*0+z(indm2)*1e3,'w--','Linewidth',2)
xlabel('t [ps]')
ylabel('z [mm]')
ylim([l1 l2])
title('Forward Mode')
subplot(2,3,2)
image(t*1e12,z*1e3,abs(vvb.^2).'*256/max(max(abs(vvb)))^2)
xlabel('Time [ps]')
ylabel('z [mm]')

```

```

hold on
plot(t*1e12,t*0+z(indm1)*1e3,'w--','Linewidth',2)
plot(t*1e12,t*0+z(indm2)*1e3,'w--','Linewidth',2)
ylim([11 12])
title('Backward Mode')
subplot(2,3,3)
image(t*1e12,z*1e3,(abs(vv).^2).*256/max(max(abs(vv)))^2)
xlabel('Time [ps]')
ylabel('z [mm]')
hold on
plot(t*1e12,t*0+z(indm1)*1e3,'w--','Linewidth',2)
plot(t*1e12,t*0+z(indm2)*1e3,'w--','Linewidth',2)
ylim([11 12])
title('Total Field')
set(gca,'YAxisLocation','right')
subplot(2,1,2)
plot(lambda*1e9,abs(inS).^2,'k')
hold on
plot(lambda*1e9,abs(refS).^2)
plot(lambda*1e9,abs(traS).^2,'r')
title('SPECTRUM')
xlim([1500 1600])
legend('input','reflection','transmission')

```

## Liste des références

- [1] Pozar, D. M. 1993. Microwave Engineering, Addison-Wesley Publishing Company.
- [2] Keyes, R. W. 1975. «Physical Limits in Digital Electronics». Proceeding of the IEEE, vol. 63, no. 5, p. 740-767.
- [3] Ghatak, A. et K. Thyagarajan. 1998. An Introduction to Fiber Optics. Cambridge: Cambridge University Press.
- [4] Smith, P. W. E. et L. Qian. 1999. «Switching to optical for a faster tomorrow». IEEE Circuits and Devices Magazine, vol. 15, no. 6. p. 28-33.
- [5] Keyes, R. W. 1988. «Miniaturization of electronics and its limits». IBM Journal of Research and Development, vol. 32, no. 1, p. 84-88.
- [6] Agrawal, G. P. 1989. Nonlinear Fiber Optics, San Diego: Academic Press.
- [7] Moore, G. E. 1998. «Cramming more components onto integrated circuits». Proceeding of the IEEE, vol. 86, no. 1, p. 82-85.
- [8] Hunsperger, R. G. 2009. Integrated optics: Theory and technology. New York: Springer.
- [9] Hill, K. O. et G. Meltz. 1997. «Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview». Journal of Lightwave Technology, vol. 15, no. 8. p. 1263-1276.

- [10] Hill, K. O. et al. 1978. «Photosensitivity in optical fiber waveguides: Applications to reflection filter fabrication». Applied Physics Letters, vol. 32, no. 10, p. 647-649.
- [11] Hill, K. O. et M. Matsuhara. 1974. «Optical-waveguide band-rejection filters: Design». Applied Optics, vol. 13, no. 12, p. 2886-2888.
- [12] Kashyap, R. 1999. Fiber Bragg Gratings. San Diego : Academic Press.
- [13] Miura, K. et al. 1997. «Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser». Applied Physics Letters, vol. 71, no. 23, p. 3329-3331.
- [14] Nejadmalayeri, A. H. et al. 2005. «Inscription of optical waveguides in crystalline silicon by mid-infrared femtosecond laser pulses». Optics Letters, vol. 30, no. 9, p. 964-966.
- [15] Marshall, G. D. et al. 2006. «Direct laser written waveguide-Bragg gratings in bulk fused silica». Optics Letters, vol. 31, no. 18, pp. 2690-2691.
- [16] Shah, L. et al. 2005. «Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 MHz repetition rate». Optics Express, vol. 16, no. 6, p. 1999-2006
- [17] Yariv, A. et M. Nakamura. 1977. «Periodic Structures for Integrated Optics». Journal of Quantum Electronics, vol. 13, no. 4, p. 233-253.
- [18] Saleh, B. E. A. et M. C. Teich. 1991. Fundamentals of Photonics. Boston: John Wiley & Sons, Inc.
- [19] Shen, Y. R. 1984. The principles of nonlinear optics. New York: John Wiley & Sons, Inc.
- [20] Franken, P. A., A. E. Hill, C. W. Peters, et G. Weinrich. 1961. «Generation of optical harmonics». Physical Review Letters, vol. 7, no. 4, p. 118-119.
- [21] Cotter, D., et P. N. Butcher. 1990. The Elements of Nonlinear Optics. Cambridge: University Press.
- [22] Reintjes, J. F. 1984. Nonlinear Optical Parametric Processes in Liquids and Gases. Orlando: Academic Press.
- [23] Boyd, G. D. et D. A. Kleinman. 1968. «Parametric interaction of focused Gaussian light beams». Journal of Applied Physics, vol. 39, no. 8, p. 3597-3640.
- [24] Boyd, R. W. 1992. Nonlinear Optics. Boston: Academic Press.
- [25] Bloembergen, N. 1964. Nonlinear Optics. New York: John Benjamins Publishing Company.
- [26] Akhmanov, S. A., et R. V. Khokhlov. 1964. Problems of Nonlinear Optics. New York: Gordon and Breach Publishers.

- [27] Boyd, G. D. et D. A. Kleinman. 1968. «Parametric interaction of focused Gaussian light beams». Journal of Applied Physics, vol. 39, no. 8, p. 3597-3639.
- [28] Radic, S. 2008. «Parametric amplification and processing in optical fibers». Laser & Photon Reviews, vol. 2, no. 6, p. 498-513.
- [29] Murray J. T. et al. 1994. «Phase-matching techniques and frequency-conversion efficiency in optically active crystals». Physical Review A, vol. 49, no. 5, p. 4066-4076.
- [30] Fiore, A. et al. 1998. «Phase matching using an isotropic nonlinear optical material». Nature, vol. 391, no. 6666, p. 463-466.
- [31] Brillouin, L. 1960. Wave Propagation and Group Velocity. San Diego: Academic Press.
- [32] Fiore, A. et al. 1996. «Huge birefringence in selectively oxidized GaAs/AlAs optical waveguides». Applied Physics Letters, vol. 68, no. 10, p. 1320-1322.
- [33] Fiore, A. et al. 1998. «Second-harmonic generation at  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$  in AlGaAs/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> waveguides using birefringence phase matching». Applied Physics Letters, vol. 72, no. 23, p. 2942-2944.
- [34] Venugopal Rao, S., K. Moutzouris, et M. Ebrahimzadeh. 2004. «Nonlinear frequency conversion in semiconductor optical waveguides using birefringent, modal and quasi-phase-matching techniques». Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, vol. 6, p. 569–584.
- [35] Fejer, M. M. et al. 1992. «Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances». IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 28, no. 11, p. 2631-2654.
- [36] Yu, X. et al. 2005. «Efficient continuous wave second harmonic generation pumped at 1.55 $\mu\text{m}$  in quasi-phaseshifted AlGaAs waveguides». Optics Express, vol. 13, no. 26, p. 10742-10748.
- [37] Tang, C. L. et P. P. Bey. 1973. «Phase matching in second-harmonic generation using artificial periodic structures». IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 9, no. 1, p. 9-17.
- [38] Marsh, J. H. 1993. «Quantum well intermixing». Semiconductor Science and Technology, vol. 8, no. 6, p. 1136-1155.
- [39] Yoo, S. J. B. et al. 2005. «Quasi-phase-matched second-harmonic generation in AlGaAs waveguides with periodic domain inversion achieved by wafer-bonding». Applied Physics Letters, vol. 66, no. 25, p. 3410-3412.

- [40] Parameswaran, K. R. et al. 2002. «Highly efficient second-harmonic generation in buried waveguides formed by annealed and reverse proton exchange in periodically poled lithium niobate». Optics Letters, vol. 27, no. 3, p. 179-181.
- [41] Shen, Y. R. 1975. «Self-focusing: experimental». Progress in Quantum Electronics, vol. 4, p. 1-34.
- [42] Marburger, J. H. 1975. «Self-focusing: theory». Progress in Quantum Electronics, vol. 4, p. 35-110.
- [43] Alfano, R. R. et S. L. Shapiro. 1970. «Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses». Physical Review Letters, vol. 24, no. 11, p. 592-594.
- [44] Stolen, R. H. et C. Lin. 1978. «Self-phase-modulation in silica optical fibers». Physical Reviews. A, vol. 17, no. 4, 1448-1453.
- [45] Weinberger, P. 2008. «John Kerr and his Effects Found in 1877 and 1878». Philosophical Magazine Letters, vol. 88, no. 12, p. 897-907.
- [46] Buckland, E. L. et R. W. Boyd. 1996. «Electrostrictive contribution to the intensity-dependent refractive index of optical fibers». Optics Letters, vol. 21, no. 15, p. 1117-1119.
- [47] Shelby, R. A., D. R. Smith et S. Shultz. 2001. «Experimental Verification of a Negative Index of Refraction». Science, vol. 292, no. 5514, p. 77-79.
- [48] Chen, C.-W. et al. «Negative nonlinear refraction obtained with ultrashort laser pulses». Optics Express, vol. 15, no. 11, p. 7006-7018.
- [49] Nikolakakos, I. P. et al. 2004. «Broadband characterization of the nonlinear optical properties of common reference materials». IEEE Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 10, no. 5, p. 1164-1170.
- [50] Buckland, E. L. et R. W. Boyd. 1997. «Measurement of the frequency response of the electrostrictive nonlinearity in optical fibers». Optics Letters, vol. 22, no. 10, p. 676-678.
- [51] Soref, R. A. 1992. «Nonlinear refractive index of IV-IV compound semiconductors». Applied Optics, vol. 31, no. 23, p. 4627-4629.
- [52] Ashcroft, N. W. et N. D. Mermin. 1976. Solid State Physics. Philadelphia: Saunders College.

- [53] James, R. B. et D. L. Smith. 1982. «Theory of nonlinear optical absorption associated with free carriers in semiconductors». IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 18, no. 11, 1841-1864.
- [54] Kaiser, W. et C. G. B. Garrett. 1961. «Two-photon excitation in CaF<sub>2</sub>:Eu<sup>2+</sup>». Physical Review Letters, vol. 7, no. 6, p. 229-231.
- [55] Van Stryland, E. W. et al. 1985. «Energy band-gap dependence of two-photon absorption». Optics Letters, vol. 10, no. 10, p. 490-492.
- [56] Kang, J. U. et al. 1994. «Limitation due to three-photon absorption on the useful spectral range for nonlinear optics in AlGaAs below half band gap». Applied Physics Letters, vol. 65, no. 2, p. 147-149.
- [57] Henry, C. H., R. A. Logan et K. A. Bertness. 1981. «Spectral dependence of the change in refractive index due to carrier injection in GaAs lasers». Journal of Applied Physics, vol. 52, no. 7, p. 4457-4461.
- [58] Bennett, B. R., R. A. Soref, et J. A. Del Alamo. 1990. «Carrier-Induced Change in the Refractive Index of InP, GaAs and InGaAsP». IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 26, no. 1, p. 113-122.
- [59] Liang T. K. et H. K. Tsang. 2004. «Role of free carriers from two-photon absorption in Raman amplification in silicon-on-insulator waveguides». Applied Physics Letter, vol. 84, no. 15, p. 2745-2747.
- [60] Southworth, G. C. 1950. Principles and applications of wave-guide transmission, New York: Van Nostrand.
- [61] Snyder, A. W. et J. D. Love. 1983. Optical Waveguide Theory, London: Chapman and Hall.
- [62] Marcus, D. 1991. Theory of Dielectric Optical Waveguides, USA: Academic Press.
- [63] Corning Incorporated. 2012. *CORNING*. <http://www.corning.com/index.aspx> (consultation le 1 novembre 2011).
- [64] Huray, P. G. 2010. Maxwell's Equations. New Jersey, John Wiley & Sons.
- [65] Ramo, S., J. R. Whinnery et T. Van Duzer. 1984. Fields and Waves in Communications Electronics, New York: John Wiley and Sons, Inc.
- [66] Yariv, A. et P. Yeh. 2007. Photonics: Optical Electronics in Modern Communications, New York: Oxford University Press.

- [67] Cheo, P. K. 1990. Fiber optics and optoelectronics. 2e edition. New Jersey: Prentice-Hall International.
- [68] Bracewell, R. N. 2000. The Fourier Transform and Its Applications. 3e edition. Boston: McGraw-Hill.
- [69] Hecht, E. 2001. Optics, Massachusetts: Addison Wesley.
- [70] Zienkiewicz, O. C., R. L. Taylor, et J. Z. Zhu. 2005. The Finite Element Method: Its Basis and Fundamentals. 6e edition. Oxford: Butterworth-Heinemann.
- [71] Jenkins, F. A. et H. E. White. 1957. Dispersion in Fundamentals of Optics. New York: McGraw-Hill.
- [72] Sellmeier, W. 1871. «Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen». Annalen der Physik und Chemie, vol. 219, no. 6, p 272-282
- [73] Reed, G. T. et A. P. Knights. 2004. Silicon Photonics. West Sussex: John Wiley & Sons Ltd.
- [74] Brillouin, L. 1960. Wave Propagation and Group Velocity. New York: Academic Press Inc.
- [75] Xu, C. L. et al. 1994. «Full-vectorial Mode Calculations by Finite Difference Method». IEE Proceeding Optoelectronics, vol. 141, no. 5, p. 281-286.
- [76] Hunsperger, R. G. 2009. Integrated optics: Theory and Technology. 6e edition. New York: Springer.
- [77] Chin, M.-K. et al. 2005. «High-index-contrast waveguides and devices». Applied Optics Letters, vol. 44, no. 15, p. 3077-3086.
- [78] Benson, T. M., R. J. Bozeat et P. C. Kendall. 1992. «Rigorous effective index method for semiconductor rib waveguides». IEE Proceeding Journal, vol. 139, no. 1, p. 67-70.
- [79] Baets, R, P. Kaczmarek et P Vankwikelberge. 1992. «Design and modelling of passive and active optical waveguide devices». JH Marsh et RM De La Rue (éd.). Waveguide Optoelectronics. Kluwer Academic Publishers, p. 21-71.
- [80] Foster, M. A. et al. 2008. «Nonlinear optics in photonic nanowires». Optics Express, vol. 16, no. 32, p. 1300-1320.
- [81] Volatier, M. et al. 2010. «Extremely high aspect ratio GaAs and GaAs/AlGaAs nanowaveguides fabricated using chlorine ICP plasma etching with N<sub>2</sub> promoted passivation». Nanotechnology. vol. 21, no. 13, p. 134014.

- [82] Strain, M. J. et M. Sorel. 2006. «Post-growth fabrication and characterization of integrated chirped Bragg gratings on GaAs–AlGaAs». IEEE Photonics Technology Letters, vol. 18, no. 24, p. 2566-2568.
- [83] Scaccabarozzi, L. et al. 2006. «Enhanced second-harmonic generation in AlGaAs/AlxOy tightly confining waveguides and resonant cavities». Optics Letters, vol. 31, no. 24, p. 3626-3628.
- [84] Dmitriev, V. G., G, G. Gurzadyan, et D. N. Nikogosyan. 1999. Handbook of Nonlinear Optical Crystals. 3e edition. Springer (1999).
- [85] Aitchison, J. S. et al. 1997. «The nonlinear optical properties of AlGaAs at the half band gap». IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 33, no. 3, p. 341-348.
- [86] Gehrsitz, S. et al. 2000. «The refractive index of AlxGa<sub>1-x</sub>As below the band gap: Accurate determination and empirical modeling». Journal of Applied Physics, vol. 87, no. 11, p. 7825-7837.
- [87] Siviloglou, G. A. et al. 2006. «Enhanced third-order nonlinear effects in optical AlGaAs nanowires». Optics Express, vol. 14, no. 20, p. 9377-9484.
- [88] Van, V. et al. 2002. «All-optical nonlinear switching in GaAs-AlGaAs microring resonators». IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, no. 1, p. 74-76.
- [89] Duchesne, D. et al. 2009. «Two-photon photodetector in a multiquantum well GaAs laser structure at 1.55μm». Optics Express, vol. 17, no. 7, p. 5298-5310.
- [90] Ozyazici, M. S. et M. S. Demokan. 1991. «Actively mode-locked 1.3 and 1.55μm InGaAsP diode lasers». Optical and Quantum Electronics, vol. 23, no. 9, p. 1169-1177.
- [91] Upadhyay Kahaly, M., S. Nazir, et U. Schwingenschlögl. 2011. «Band structure engineering and vacancy induced metallicity at the GaAs-AlAs interface» Applied Physics Letters, vol. 99, no. 12, p. 3501-3503.
- [92] Joannopoulos, J. D. et al. 2008. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. 2e edition. New Jersey: Princeton University Press.
- [93] Johnson, S. G. and J. D. Joannopoulos. 2002. Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice. Boston: Kluwer.
- [94] Dmitriev, V. G., G, G. Gurzadyan, et D. N. Nikogosyan. 1999. Handbook of Nonlinear Optical Crystals. 3e edition. Springer (1999).
- [95] Yarif, A. et P. Yeh. 1984. Optical Waves in Crystals. New York: John Wiley & Sons.

- [96] Meade, R. D., K. D. Brommer, A. M. Rappe, et J. D. Joannopoulos. 1991. «Electromagnetic Bloch waves at the surface of a photonic crystal». Physical Review B, vol. 4, no. 19, p. 10961–10964.
- [97] Russell, P. J. et J. L. Archambault. «Field microstructures and temporal and spatial instability of photonic Bloch waves in nonlinear periodic media». Journal de Physique III France, vol. 4, no. 12, p. 2471-2491.
- [98] Meade, R. D. et al. 1991. «Photonic bound states in periodic dielectric materials». Physical Review B, vol. 44, p. 13772–13774.
- [99] Krauss, T. F., R. M. DeLaRue et S. Brand. 1996. «Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths». Nature, vol. 383, p. 699–702.
- [100] Ohtaka, K. 1979. «Energy band of photons and low-energy photon diffraction». Physical Review B, vol. 19, no. 10, p. 5057–5067.
- [101] James, R. W. 1982. The Optical Principles of the Diffraction of X-rays. Woodbridge, Connecticut: Ox Bow Press.
- [102] Belyakov, V. A. 1992. Diffraction Optics of Complex-structured Periodic Media. New York: Springer-Verlag.
- [103] Radic, S., N. George et G. P. Agrawal. 1995. «Theory of low-threshold optical switching in nonlinear phase-shifted periodic structures». Journal of the Optical Society of America B, vol. 12, p. 671-680.
- [104] Sankey, N. D., D. F. Prelewitz et T. G. Brown. 1992. «All-optical switching in a nonlinear periodic waveguide structure». Applied Physics Letters, vol. 60, no. 12, p. 1427-1429.
- [105] Lee, H. et G. P. Agrawal. 2003. «Nonlinear switching of optical pulses in fiber Bragg gratings». IEEE J. Quantum Electron, vol. 39, no. 3, p. 508-515.
- [106] Cada, M. et al. 1992. «All-optical reflectivity tuning and logic gating in a GaAs–AlAs periodic layered structure». Applied Physics Letters, vol. 60, no. 4, p. 404-406.
- [107] Herbert, C. J. et M. S. Malcuit. «Optical bistability in nonlinear periodic structures». Optics Letters, vol. 18, no. 21, p. 1783-1785.
- [108] Kabakova, I., C. M. de Sterke et B. J. Eggleton. 2010. «Bistable switching and reshaping of optical pulses in a Bragg grating cavity». JOSA B, vol. 27, no. 12, p. 2648-2653.
- [109] Winful, H. G., J. H. Marburger et E. Garmire. 1979. «Theory of bistability in nonlinear distributed feedback structures». Applied Physics Letters, vol. 35, no. 5, p. 379-381.

- [110] Christodoulides, D. N. et R. I. Joseph. 1989. «Slow Bragg solitons in nonlinear periodic structures». Physical Review Letters, vol. 62, no. 15, p. 1746-1749.
- [111] Eggleton, B. J. et al. 1996. «Bragg Grating Solitons». Physical Review Letters, vol. 76, p. 1627-1630.
- [112] Conti, C., S. Trillo, et G. Assanto. 1997. «Bloch function approach for parametric gap solitons». Optics Letters, vol. 22, no. 7, p. 445-447.
- [113] Chen, W. et D. L. Mills. 1987. «Gap solitons and the nonlinear optical response of superlattices». Physical Review Letters, vol. 58, no. 2, p. 160-163.
- [114] Aceves, A. B. et S. Wabnitz. 1989. «Self-induced transparency solitons in nonlinear refractive periodic media» Physics Letters A, vol. 141, no. 1-2, p. 37-42.
- [115] De Sterke, C. M. et J. E. Sipe. 1994. «Gap solitons». In E. Wolf (éd.). *Progress in Optics*, vol. 33. Amsterdam: North-Holland, p. 203–260.
- [116] Wabnitz, S. 1995. «Pulse self-switching in optical fiber Bragg gratings, Optics Communications». Optical Communications, vol. 114, no. 1-2, p. 170-180.
- [117] Taverner, D. et al. 1998. «Nonlinear self-switching and multiple gap-soliton formation in a fiber Bragg grating». Optics Letters, vol. 23, no. 5, p. 328-330.
- [118] Mohideen, U. et al. 1995. «Gap soliton propagation in optical fiber gratings». Optics Letters, vol. 20, no. 16, p. 1674-1676.
- [119] Millar, P. et al. 1999. «Nonlinear propagation effects in an AlGaAs Bragg grating filter». Optics Letters, vol. 24, no. 10, p. 685-687.
- [120] Linden, S. et al. 2004. «Nonlinear transmission properties of a deep-etched microstructured waveguide». Applied Physics Letters, vol. 84, no. 26, p. 5437-5439.
- [121] Lifante, G. 2003. Integrated Photonics: Fundamentals. West Sussex, England: John Wiley & Sons.
- [122] Boisset, G. 1996. *Thin film and bulk index of refraction and photonics calculations*. <http://luxpop.com/> (consultation 23 novembre 2011).
- [123] Adachi, S. 1994. GaAs and Related Materials: Bulk Semiconducting and Superlattice Properties. Singapore: World Scientific Publishing Co.
- [124] Gehrsitz, S. et al. 2000. «The refractive index of Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As below the band gap: Accurate determination and empirical modeling». Journal of Applied Physics, vol. 87, p. 7825-7837.

- [125] Tittelbach, G., B. Richter et W. Karthe. 1993. «Comparison of three transmission methods for integrated optical waveguide propagation loss measurement». Pure Applied Optics, vol. 2, no. 6, p. 683-706.
- [126] Hill, K. O. et al. 1993. «Bragg Gratings Fabricated in Monomode Photosensitive Optical Fiber by UV Exposure through a Phase Mask». Applied Physics Letters, vol. 62, no. 10, p. 1035-1037.
- [127] Meltz, G., W. W. Morey et W. H. Glenn. 1989. «Formation of Bragg Gratings and Optical Fibers by a Transverse Holographic Method». Optics Letters, vol. 14, no. 10, p. 823-826.
- [128] Goodberlet, J. G. 2000. «Patterning 100 nm features using deep-ultraviolet contact photolithography». Applied Physics Letters, vol. 76, no. 6, p. 667-669.
- [129] Chou, S. Y. 1997. «Nanoscale silicon field effect transistors fabricated using imprint lithography». Applied Physics Letters, vol. 71, no. 21, p. 1881-1883.
- [130] Duchesne, D. et al. 2007. «Group index birefringence and loss measurements in silicon-on-insulator photonic wire waveguides». Optical Engineering, vol. 46, no. 10, p. 4602.
- [131] Wang, Z. et al. 1991. «Coupling between angled-facet amplifiers and tapered lens-ended fibers». Journal of Lightwave Technology, vol. 9, no. 1, p. 49-55.
- [132] COMSOL MULTIPHYSICS. 2012. *COMSOL*. <http://www.comsol.com/> (consultation 25 septembre 2011).
- [133] Rakov, V, et M. Uman. 2003. Lightning: Physics and Effects. United Kingdom: Cambridge University Press.
- [134] Michelson, A., et E. Morley. 1887. «The Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether». American Journal of Science: vol. 34, no. 203, p. 333–345.
- [135] Tolansky, S. 1966. An Introduction to Interferometry. London: William Clowes & Sons Ltd.
- [136] Budde, W. 1983. «Physical Detectors of Optical Radiation». In F. Grum et C. J. Bartleson (éd.). Optical Radiation Measurements, vol. 4. New York: Academic Press.
- [137] Lee, T. P., et T. L. Li. 1979. «Photodetectors». In S. E. Miller et A. G. Chynoweth, (éd.). Optical Fiber Telecommunications. New York: Academic Press Inc.
- [138] Davidson, M. W. 2012. *Microscope Objectives: Numerical Aperture and Resolution*. <http://microscopy.fsu.edu/primer/anatomy/numaperture.html> (consultation 4 décembre 2011)

- [139] Greivenkamp, J. E. 2004. Field Guide to Geometrical Optics. SPIE Press.
- [140] Collett, E. 2005. Field Guide to Polarization, SPIE Field Guides vol. FG05. SPIE Press.
- [141] Kliger, D. S., J. W. Lewis, et C. E. Randall. 1990. Polarized Light in Optics and Spectroscopy. Boston: Academic Press.
- [142] Zhao, Y., Y. Jia, J. Yang, et X. Zhu. 2007. «Influence of a half-wave plate–polarizer attenuator on broadband femtosecond laser pulses». Optical Engineering, vol. 46, no. 4, p. 4301-4306.
- [143] Jundt, D. H. 1997. «Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction,  $n_e$ , in congruent lithium niobate». Optics Letters, vol. 22, no. 20, p. 1553-1555.
- [144] Ganeev, R. A. et al. 2004. «Thermally induced and Kerr-induced optical nonlinearities of a pseudoisocyanine solution at 532 nm». Journal of Optics A: Pure Applied Optics, vol. 6, no. 12, p. 1076-1081.
- [145] Fokine, M., K. Saito, et A. J. Ikushima. 2005. «Thermally induced second-order nonlinearity in silica-based glasses». Applied Physics Letters, vol. 87, no. 17, p. 171907-171909.
- [146] Haug, A. 1992. «Free-carrier absorption in semiconductor lasers». Semiconductor Science and Technology, vol. 7, no. 3, p. 37-78.
- [147] Hurlbut, W. C. et al. 2007. «Multi-photon absorption and nonlinear refraction of GaAs in the mid-infrared». Optics Letters, vol. 32, no. 6, p. 668-670.
- [148] Henry, C. H., R. A. Logan, et K. A. Bertness. 1981. «Spectral dependence of the change in refractive index due to carrier injection in GaAs lasers». Journal of Applied Physics. 52, no. 7, p. 4457-4461.
- [149] Bennett, B. R., R. A. Soref, et J. A. Del Alamo. 1990. «Carrier-Induced Change in Refractive GaAs, and InGaAsP». IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 26, no. 1, p. 113-122.
- [150] Ulmer, T. G. et al. 1999. «Two-photon absorption-induced self-phase modulation in GaAs – AlGaAs waveguides for surface-emitted second-harmonic generation». Optics Letters, vol. 24, no. 11, p. 756-758.
- [151] Banyai, L. et S. W. Koch. 1986. «Absorption blue shift in laser-excited semiconductor microspheres». Physical Review Letters, vol. 57, no. 21, p. 2722–2724.

- [152] Petrov, D. V. 1996. «Nonlinear phase shift by cascaded quasi-phase-matched second harmonic generation». Optics Communications, vol. 131, no.1-3, p. 102–106.
- [153] Bosshard, C. 1996. «Cascading of second-order nonlinearities in polar materials». Advanced Materials, vol. 8, no. 5, p. 385–397.
- [154] Stegeman, G. I., D. J. Hagan, et L. Torner. 1996. « $\chi(2)$  cascading phenomena and their applications to all-optical signal processing, mode-locking, pulse compression and solitons». Optical Quantum Electronics, vol. 28, no. 12, p. 1691-1740.
- [155] Nishihara, H., M. Haruna, et T. Suhara. 1989. Optical integrated circuits. USA: McGraw-Hill Professional.
- [156] Jaggard, D. L. et C. Elachi. 1976. «Floquet and Coupled-Waves Analysis of Higher-Order Bragg Coupling in a Periodic Medium». Journal of the Optical Society of America, vol. 66, no. 7, p. 674-681.
- [157] Yamamoto, Y., T. Kamiya, et H. Yanai. 1978. «Improved Coupled Mode Analysis of Corrugated Waveguides and Lasers». Journal Quantum Electron, vol. 14, no. 4, p. 245-258.
- [158] Little, B. E. et H. A. Haus. 1995. «A Variational Coupled-Mode Theory for Periodic Waveguides». Journal Quantum Electron, vol. 31, no. 12, p. 2258-2264.
- [159] Streifer, W., D. R. Scifres, et R. D. Burnham. 1977. «Coupled Wave Analysis of DFB and DBR Lasers». Journal Quantum Electron, vol. 13, no. 4, p. 134-141.
- [160] Potton, R.J. 2004. «Reciprocity in optics». Reports on Progress in Physics, vol. 67, no. 5, p. 717-754.
- [161] Ranka, J. K. et A. L. Gaeta. 1998. «Breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of ultrashort pulses». Optics Letters, vol. 23, no. 7, p. 534-536.
- [162] Payne, F. P., et A. W. Snyder. 1988. «The slowly varying envelope approximation in nonlinear optics». IEE Colloquium on Non-Linear Optical Waveguides, vol. 9, p. 1-4.
- [163] Lee, T. et S. Hagness. 2004. «Pseudospectral time-domain methods for modeling optical wave propagation in second-order nonlinear materials». Journal of the Optical Society of America B, vol. 21, no. 2, p. 330- 342
- [164] Mu, X. et al. 2000. «Third-harmonic generation by cascading second-order nonlinear processes in a cerium-doped KTiOPO<sub>4</sub> crystal». Optics Letters, vol. 25, no. 2, p. 117-119.

- [165] Chen, B. et al. 2002. «Analysis of Cascaded Second-Order Nonlinear Interaction Based on Quasi-Phase-Matched Optical Waveguides». IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 8, no. 3, p. 675-680.
- [166] Torruellas, W. E. et al. 1995. «Cascading of Second-Order Nonlinearities: Concepts, Materials, and Devices». In G. A. Lindsay, et K. D. Singer (éd.). *Polymers for Second-Order Nonlinear Optics*. American Chemical Society, p. 509–521.
- [167] Zavelani-Rossi, M., G. Cerullo, et V. Magni. 1998. «Mode locking by cascading of second-order nonlinearities». IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 34, no. 1, p. 61-70.
- [168] Olivie, G. et al. 2001. «Spectral characterization of second harmonic  $\chi^{(2)}$  cascading phenomena». Optics Express, vol. 13, no. 9, p. 172-177.
- [169] Prawiharjo, J. et al. 2006. «Cascaded- $\chi^{(2)}$ -interaction-based frequency-resolved optical gating in a periodically poled LiNbO<sub>3</sub> waveguide». Optics Letters, vol. 31, no. 2, p. 244-246.
- [170] Ostrovskii, L. A. 1967. «Self-action of light in crystals». JETP Letters, vol. 5, no. 9, p. 272–275.
- [171] DeSalvo, R. et al. 1992. «Self-focusing and selfdefocusing by cascaded second-order effects in KTP». Optics Letters, vol. 17, no. 1, p. 28–30.
- [172] Cerullo, A. et al. 1995. «Self-starting mode locking of a cw Nd:YAG laser using cascaded second-order nonlinearities». Optics Letters, vol. 20, no. 7, p. 746–748.
- [173] Schiek, R. et al. 1996. «All-optical switching in lithium niobate directional couplers with the cascaded nonlinearity» Optics Letters, vol. 21, no. 13, p. 940–942.
- [174] White, A. G., J. Mlynek, et S. Schiller. 1996. «Cascaded second-order nonlinearity in an optical cavity». Europhysics Letters, vol. 35, no. 6, p. 425–430.
- [175] Danelius, R. et al. 1993. «Self-diffraction through cascaded second order frequency-mixing effects in-barium borate». Optics Letters, vol. 18, no. 8, p. 574–576.
- [176] Gibbs, H. M. et al. 1979. «Optical bistability in semiconductors». Applied Physics Letters, vol. 35, no. 6, p. 451–453.
- [177] Gibbs, H. M. 1985. Optical Bistability: Controlling Light with Light. Orlando: Academic Press.

- [178] Herbert, C. J. et M. S. Malcuit. 1993. «Optical bistability in nonlinear periodic structures». Optics Letters, vol. 18, no. 21, p. 1783–1785.
- [179] Shi, C.-X. 1995. «Optical bistability in reflective fiber gratings». IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 31, no. 11, p. 2037–2043.
- [180] Tran, P. 1999. «All-optical switching with a nonlinear chiral photonic bandgap structure». Journal of the Optical Society of America B, vol. 16, no.1, p. 70–73.
- [181] Pan, G., R. Kesavamoorthy, et A. Asher. 1997. «Optically nonlinear Bragg diffracting nanosecond optical switching». Physical Review Letters, vol. 78, no. 20, p. 3860–3863.
- [182] Mills, D. L. et S. E. Trullinger. 1987. «Gap solitons in nonlinear periodic structures». Physical Review B, vol. 36, no. 2, p. 947–952.
- [183] Sipe, J. E. et H. G. Winful. 1988. «Nonlinear Schrödinger solitons in a periodic structure». Optics Letters, vol. 13, no. 2, p. 132–133.
- [184] Booth, M.C. et al. 2002. «Counterpropagating entangled photons from a waveguide with periodic nonlinearity». Physical Review A, vol. 66, no. 023815, p. 1-8.