

UNIVERSITE PARIS 13 – INSTITUT GALILEE

N° attribué par la bibliothèque

THESE EN COTUTELLE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 13

Discipline : Sciences pour l'ingénieur

Présentée et soutenue publiquement

par

Hocine CHIKH-TOUAMI

Etude théorique et expérimentale des mécanismes de conversion de fréquences dans les cristaux photoniques non linéaires

Soutenue le 19 juillet 2017

Directeurs de Thèse

Pr. Azzedine Boudrioua, LPL, UMR 7538, Université Paris 13, France
Pr. Lotfy Mokhtar SIMOHAMED, LSEO, Ecole Militaire Polytechnique, Algérie

Jury

Rapporteurs :

M. Omar ZIANE

Professeur, LEQ, USTHB, Algérie

M. Youcef OUERDANE

Professeur, LHC, Université Saint-Etienne, France

Examineurs :

M. Mohamed KECHOUANE

Professeur, LPM, USTHB, Algérie

Mme. Fatiha CHALLALI

Maître de Conférences, LSPM, Université Paris13, France

Remerciements

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans le cadre d'une thèse en cotutelle internationale entre L'Ecole Militaire Polytechnique (EMP) d'Alger (Algérie) et l'Université Paris 13 (France). Cette thèse n'a pas pu voir le jour sans la contribution de plusieurs personnes, relevant des deux parties.

Ces travaux sont, également, le résultat d'une collaboration internationale entre le Laboratoire de Physique des Lasers de l'UP13 et National Taiwan University (NTU).

Je suis particulièrement sensible à l'honneur que m'avaient fait les Professeurs BOUDRIOUA Azzedine et SIMOHAMED Lotfy Mokhtar, en acceptant de diriger mes travaux avec patience et efficacité. Leurs rigueurs, leurs compétences et leurs enthousiasmes ont été une aide précieuse pour l'avancement de ces travaux et pour mon cheminement personnel. J'ai apprécié la confiance qu'ils m'ont accordée ainsi que la disponibilité dont ils ont fait preuve. Qu'ils trouvent ici le témoignage d'une sincère reconnaissance et salutation.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance au Prof. L-H Peng de NTU (Taiwan) pour avoir accepté de réaliser les échantillons d'une part et pour les discussions constructives que j'avais eues avec lui durant la préparation des publications, d'autre part. J'exprime ma profonde reconnaissance aux membres du Jury d'avoir accepté de lire et de rapporter mon travail.

Je tiens tout particulièrement à exprimer ma profonde gratitude et reconnaissance aux responsables du LPL de l'UP13 et d'UER/Electronique de l'EMP pour avoir accepté de m'accueillir au sein de leurs établissements, en mettant à ma disposition tous les moyens humains et matériels pour réussir les travaux de cette thèse.

Je tiens à remercier M. Thierry Billeton, Opticien du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL), pour son assistance, en préparant les échantillons, dans la bonne humeur. Aussi, je remercie l'équipe de l'atelier mécanique du LPL surtout Samir de m'avoir aidé dans la réalisation des pièces mécaniques.

Je tiens, également, à présenter mes remerciements à M. Régis KREMER pour son aide et ses remarques lors de la réalisation du banc expérimental. Il était toujours efficace.

Je remercie, amicalement l'ensemble des membres de l'équipe PON, en particulier Min Won Lee pour son aide, en souhaitant bon courage et plein de résultats aux doctorants Alex et Amadou.

Je n'oublie, bien évidemment, pas toutes les autres personnes qui m'avaient soutenu et encouragé de près ou de loin : SAADOUNE, SAADOUDI, MEDJADBA et DALIL...j'ai une pensée particulière pour eux.

Celui qui excelle ne discute pas,
il maîtrise sa science et se tait.
Lao-Tseu [Tao tö King, LXXXI]

Dédicace

A mes parents

A ma femme et mes anges Moncef et Soheib

A mes frères et sœurs

Table des matières

INTRODUCTION GÉNÉRALE

CHAPITRE I : OPTIQUE NON LINEAIRE QUADRATIQUE 6

| | | |
|-------------|---|-----------|
| I.1. | Introduction..... | 6 |
| I.2. | La polarisation non linéaire..... | 7 |
| I.3. | Conversion paramétrique optique..... | 11 |
| I.3.1. | Equations de propagation non linéaire | 11 |
| I.3.2. | Processus montant en fréquences | 12 |
| I.3.3. | Processus descendant en fréquences..... | 14 |
| I.4. | Les techniques d'accord de phase..... | 16 |
| I.4.1. | Accord de phase par biréfringence..... | 17 |
| I.4.2. | Quasi-accord de phase..... | 21 |
| I.5. | Réalisation des structures périodiquement polarisées | 31 |
| I.5.1. | Polarisation durant la croissance..... | 32 |
| I.5.2. | Polarisation post-croissance | 33 |
| I.5.3. | Application de champ électrique (<i>Electric Poling</i>)..... | 34 |
| I.6. | Conclusion | 35 |

CHAPITRE II : ETUDE NUMERIQUE DES MECANISMES D'INTERACTION

DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES NON LINEAIRES. 41

| | | |
|----------------|--|-----------|
| II.1. | Introduction..... | 41 |
| II.2. | Cristal photonique non linéaire bidimensionnel..... | 42 |
| II.2.1. | Principe | 42 |
| II.3. | Conception d'un réseau 2D..... | 43 |
| II.4. | Equations des ondes couplées dans un réseau 2D | 48 |
| II.5. | Conception et réalisation du cristal non linéaire quadratique 2D. | 49 |
| II.5.1. | Définition des vecteurs primitifs et des coefficients de Fourier | 50 |
| II.5.2. | Choix du matériau quadratique non linéaire..... | 54 |
| II.5.3. | Choix du réseau réciproque 2D avec son motif..... | 54 |
| II.5.4. | Détermination du pas de réseau 2D | 56 |
| II.6. | Gain paramétrique optique..... | 58 |

| | | |
|---------|--|----|
| II.6.1. | Amplification d'un signal commun | 61 |
| II.6.2. | Amplification d'un idler commun | 62 |
| II.7. | Tolérance dans les cristaux quadratiques 2D..... | 62 |
| II.7.1. | Tolérance dans un réseau carré..... | 66 |
| II.8. | Conclusion | 67 |

CHAPITRE III : ETUDE EXPERIMENTALE DE LA GENERATION

PARAMETRIQUE OPTIQUE SINGULIERE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES NON LINEAIRES. 73

| | | |
|-----------|--|-----|
| III.1. | Introduction..... | 73 |
| III.2. | Etat de l'art..... | 74 |
| III.3. | La banc expérimental..... | 75 |
| III.4. | Caractérisation des échantillons PPLT-2D | 79 |
| III.4.1. | Effet de la température | 79 |
| III.4.2. | Tolérance angulaire | 81 |
| III.4.3. | Tolérance en température | 82 |
| III.4.4. | Tolérance dans un réseau hexagonal | 82 |
| III.4.5. | Tolérance angulaire | 84 |
| III.4.6. | Tolérance en température | 85 |
| III.4.7. | Génération large bande dans les PPLT -2D..... | 86 |
| III.4.8. | Acceptance en température..... | 87 |
| III.4.9. | Acceptance angulaire | 90 |
| III.4.10. | Acceptance spectrale..... | 91 |
| III.5. | Génération paramétrique commune..... | 92 |
| III.6. | Génération de deux faisceaux communs | 95 |
| III.7. | Génération de faisceaux jumeaux..... | 97 |
| III.8. | Gestion du gain paramétrique | 101 |
| III.9. | Conclusion | 107 |

CONCLUSION GÉNÉRALE

ANNEXES

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE I

| | |
|--|----|
| Figure I.1. Interactions paramétriques quadratiques montante en fréquences a) génération de la seconde harmonique (GSH) b) génération de la somme des fréquences (GSF)..... | 13 |
| Figure I.2. Interactions paramétriques quadratiques descendante en fréquences a) génération de la différence des fréquences (GDF) b) génération paramétrique optique (GPO)..... | 15 |
| Figure I.3. Les deux conditions de la génération paramétrique optique (a) conservation d'énergie (b) quasi-accord phase..... | 16 |
| Figure I.4. Accord de phase par biréfringence dans un bulk de LiNbO_3 à $T=25^\circ\text{C}$. Les polarisations de deux ondes fondamentale et second harmonique sont orthogonales. | 18 |
| Figure I.5. Accord de phase par biréfringence angulaire de type I (oo-e)..... | 20 |
| Figure I.6. Accord de phase par biréfringence angulaire dans un bulk de LiNbO_3 pour $\theta_p = 50^\circ$ et $T=25^\circ\text{C}$ | 21 |
| Figure I.7. Principe du quasi-accord phase. On présente la puissance générée dans un cristal quadratique non linéaire en fonction de la distance normalisée de propagation..... | 23 |
| Figure I.8. La fonction $f(x)$ d'une période Λ pour un réseau 1D d'un rapport cyclique $D=lc\Lambda$ | 24 |
| Figure I.9. Interactions paramétriques de QAP pour les configurations a) colinéaire and b) non-colinéaire. | 26 |
| Figure I.10. Variation des longueurs d'onde Signal et idler en fonction de la longueur d'onde de pompe, pour un cristal PPLT -1D ayant $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$ à $T=110^\circ\text{C}$ | 27 |
| Figure I.11. Variation des longueurs d'onde Signal et Idler en fonction de la période du réseau 1D d'un cristal PPLT à $T=110^\circ\text{C}$, pour $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ | 28 |
| Figure I.12. Variation des longueurs d'onde Signal et Idler en fonction de la Température du cristal PPLT -1D , $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$ pour $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ | 29 |
| Figure I.13 : Représentation 3D de la variation de l'indice de réfraction de Tantalate de Lithium (LiTaO_3) en fonction de la température et de la longueur d'onde de la pompe..... | 30 |

CHAPITRE II

| | |
|---|----|
| Figure II.1. Schéma d'un réseau carré ayant un motif circulaire avec un taux de remplissage $D = Ra$ implanté dans un CPNL..... | 43 |
| Figure II.2. Image microscopique d'un réseau carré du cristal PPLT, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu m, D = 38\%$ | 44 |
| Figure II.3. Différents types des réseaux de Bravais a) Carrée b) Hexagonal c) Rectangulaire d) Oblique e) Centré-rectangulaire..... | 45 |
| Figure II.4. Distribution des vecteurs du réseau réciproque pour un réseau carré. | 52 |
| Figure II.5. Efficacité de conversion de QAP du premier ordre pour les cinq réseaux de Bravais pour un motif circulaire..... | 55 |
| Figure II.6. Construction d'Ewald non linéaire dans un réseau carré. | 56 |
| Figure II.7. Variation des longueurs d'onde générées par la pompe $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ en fonction du pas d'un réseau carré pour les deux cristaux PPLN et PPLT à $T = 110^\circ\text{C}$ | 58 |
| Figure II.8. Schéma des processus possibles de QAP non colinéaires dans un réseau carré..... | 59 |
| Figure II.9. Allures spectro-angulaires du signal et de l'idler pour les vecteurs $K_{1,0}$ et $K_{1,\pm 1}$ | 60 |
| Figure II.10. Schéma de QAP colinéaire pour amplifier un signal commun..... | 61 |
| Figure II.11. Schéma de QAP colinéaire pour amplifier un idler commun..... | 62 |
| Figure II.12. Intensité normalisée en fonction d'un paramètre dispersif " ξ ". Accord de phase dans un cristal de longueur " L " est vérifié à mi-hauteur pour $\Delta k = 2\pi L$ | 64 |
| Figure II.13. Accord de phase Δk en fonction de la longueur d'onde λ dans un PPLT-2D a) Bande d'acceptance réduite b) Bande d'acceptance maximale. | 65 |
| Figure II.14. Effet de l'angle d'incidence θ_p sur la direction du faisceau du Signal et ses longueurs d'onde générées par le vecteur $K_{1,0}$ | 66 |

CHAPITRE II

| | |
|--|----|
| Figure III.1. Banc expérimental a) le schéma explicite b) la photographie de la table de manipulation..... | 76 |
| Figure III.2. Spectre du second harmonique à 532 nm généré par la source Laser Nd :YAG..... | 77 |
| Figure III.3. Exploitation de la zone de Rayleigh de la pompe a) mesure du facteur de qualité b) Distribution spatiale d'intensité du waist " w_0 " relevé à l'aide d'une camera CCD. | 78 |
| Figure III.4. Différentes pièces mécaniques conçues et réalisées au niveau du LPL. | 78 |
| Figure III.5. Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la température pour le processus de la génération paramétrique colinéaire. | 80 |
| Figure III.6. Tolérance angulaire (angle d'incidence θ_p) dans la direction colinéaire du PPLT ayant réseau carré $\Lambda_{x,y} = 8.52 \mu\text{m}$ | 82 |
| Figure III.7. Tolérance en température dans la direction colinéaire du PPLT ayant un réseau carré $\Lambda_{x,y} = 8.52 \mu\text{m}$ | 83 |
| Figure III.8. Image microscopique d'un réseau hexagonal du cristal PPLT, $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$, $D = 38\%$ | 83 |
| Figure III.9. Spectre enregistré sur la direction non colinéaire du cristal HexPPLT. | 84 |
| Figure III.10. Tolérance angulaire (angle d'incidence θ_p) dans la direction colinéaire du PPLT ayant réseau hexagonal $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$ | 85 |
| Figure III.11. Tolérance en température dans la direction colinéaire du PPLT ayant un réseau hexagonal $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$ | 86 |
| Figure III.12 Génération paramétrique large bande du signal pour PPLT-2D ayant un réseau carré $\Lambda_{x,y} = 8.52 \mu\text{m}$; pour $\theta_p = 0^\circ$, $T = 110^\circ\text{C}$ | 87 |
| Figure III.13. Processus de la génération paramétrique colinéaire..... | 88 |
| Figure III.14. Puissance du signal généré en fonction de la température. | 89 |
| Figure III.15. Acceptance angulaire du cristal PPLT-2D $\Lambda_{x,y} = 8.52 \mu\text{m}$ | 91 |
| Figure III.16. Les longueurs d'onde du signal en fonction de leur direction pour $\theta_p = 0^\circ$ | 93 |

| | |
|--|-----|
| Figure III.17. Spectre de la configuration GPO-VRRC pour un réseau carré du cristal PPLT-2D..... | 94 |
| Figure III.18. Diagrammes de QAP pour le processus des deux faisceaux dans un réseau carré du cristal PPLT a) pour signal commun GPO-SC b) pour idler commun GPO-IC..... | 95 |
| Figure III.19. Processus GPO-deux faisceaux a) Signal Commun (GPO-SC) b) Idler Commun (GPO-IC). | 96 |
| Figure III.20. Diagrammes de QAP pour le processus des faisceaux jumelés dans un réseau carré du cristal PPLT a) pour signal commun GPO-SC b) pour idler commun GPO-IC..... | 98 |
| Figure III.21. Processus GPO- faisceaux jumelés a) Signal Commun (GPO-SC) b) Idler Commun (GPO-IC). | 99 |
| Figure III.22. Différents Processus mesurés GPO-VRRC, GPO-SC et GPO-IC a) K_{10} , $K_{1\pm 1}$ and $K_{1\pm 2}$ pour le signal, (b) K_{10} and $K_{1\pm 1}$ pour l'idler | 100 |
| Figure III.23. Configuration géométrique du processus de QAP dans un réseau carré a) colinéaire b) quasi-colinéaire..... | 101 |
| Figure III.24. Banc expérimental adopté pour manager le gain paramétrique optique..... | 102 |
| Figure III.25. Longueurs d'onde du signal en fonction de l'angle d'incidence de la pompe pour les contributions des vecteurs $K_{1,0}$, $K_{1,1}$ et $K_{1,2}$, dans un réseau carré du cristal PPLT. | 103 |
| Figure III.26. Spectre du signal généré dans les directions colinéaire et quasi-colinéaires. | 104 |
| Figure III.27. Puissance du signal en fonction de l'angle d'incidence dans un réseau carré du cristal PPLT. | 106 |

LISTE DES TABLEAUX

| | |
|--|-----|
| Tableau I-1 notation contractée de tenseur non linéaire. | 10 |
| Tableau III-1. Vecteurs primitifs, VRR et surface primitive pour les cinq réseaux de Bravais..... | 51 |
| Tableau III-2. Coefficient de Fourier pour les deux motifs a) rectangulaire b) circulaire..... | 52 |
| Tableau III-3. Impact des vecteurs $K_{1,0}$, $K_{1,\pm 1}$ et $K_{1,\pm 2}$ sur les longueurs d'ondes générées pour les réseaux : carré, rectangulaire et hexagonal..... | 53 |
| Tableau III-4. Efficacité de conversion maximale, taux cyclique et les coefficients de Fourier correspondants pour les cinq réseaux de Bravais | 55 |
| Tableau III-1. Longueur d'onde et angle des processus de GPO- $K_{1,0}$ dans un cristal PPLT-2D..... | 94 |
| Tableau III-2 Coefficient non linéaire effectif déterminé à la direction colinéaire et quasi-colinéaire | 107 |

LISTE DES ACRONYMES

VRR : Vecteur du réseau réciproque

CPNL : Cristal photonique non linéaire

PPLT : Tantalate de lithium périodiquement polarisé

PPLN : Niobate de lithium périodiquement polarisé

GPO : Génération paramétrique optique

GSH : Génération de seconde harmonique

GSF : Génération de somme des fréquences

GDF : Génération de différence des fréquences

APO : Amplification paramétrique optique

QAP : Quasi accord de phase

APB : Accord de phase par biréfringence

QAPA : Quasi accord de phase angulaire

VRC : Vecteur du réseau commun

GPP : Génération paramétrique partagée

INTRODUCTION GENERALE

Contexte général : Plusieurs applications civiles et militaires nécessitent de disposer de sources laser cohérentes émettant dans l'infrarouge. On peut citer, par exemple : les télécommunications optiques en espace libre, la cryptographie quantique, les Lidars et les systèmes de brouillage optique, etc.

Cependant, la plupart des lasers utilisés sont à base de semi-conducteurs (SC) limitant, ainsi, les longueurs d'ondes disponibles dues aux propriétés intrinsèques des matériaux SC.

Afin de combler ce manque, il est possible d'utiliser la conversion de fréquence paramétrique optique dans les cristaux non linéaires. Les processus paramétriques offrent une grande flexibilité pour générer de nouvelles longueurs d'ondes. Les longueurs d'ondes obtenues peuvent couvrir une bande large.

La conversion de fréquence paramétrique optique basée sur les propriétés non-linéaires de deuxième ordre est obtenue en mélangeant des ondes cohérentes, dans un matériau non linéaire. Les premiers processus à être découverts, sont ceux générés dans des matériaux non linéaires possédant une non-linéarité de second ordre non nulle. Ces processus sont souvent appelés processus de conversion de fréquence quadratique $\chi^{(2)}$.

Les processus quadratiques de conversion ascendante des fréquences génèrent des longueurs d'ondes plus courtes par rapport à la longueur d'onde de la pompe traversant le matériau non linéaire. Par exemple, la génération de second harmonique (GSH) peut être obtenue par la conversion ascendante de fréquences générant une lumière ayant deux fois la fréquence de la pompe.

De façon générale, la conversion descendante peut être, également, obtenue avec une seule onde incidente (pompe) à travers une conversion descendante spontanée (annihilation) de photons, déclenchée par des fluctuations du vide et générant des paires de photons (signal et idler) à des fréquences qui s'ajoutent à la fréquence de la pompe. Ce processus est appelé la génération paramétrique optique (GPO). Ce dernier présente une flexibilité spectrale accrue en ce sens qu'il

est capable de générer de nombreuses paires de signal et d'idler aux différentes fréquences. En outre, ce procédé permet une simple géométrie expérimentale dans la mesure où il ne nécessite qu'une seule onde incidente.

Les interactions paramétriques dans les cristaux non linéaires quadratiques permettent d'avoir des sources accordables, ayant un gain paramétrique important, émettant sur des spectres spécifiques qui sont difficiles à couvrir à l'aide des sources lasers traditionnelles.

Diverses méthodes pour augmenter l'efficacité de conversion des interactions paramétriques ont été suggérées peu après la première démonstration expérimentale de la GSH. Dans tous les cas, il est nécessaire de réaliser un accord de phase entre les ondes en interactions dans le matériau non linéaire. De nos jours, le quasi-accord de phase (QAP) est le plus utilisé, car il permet une conversion efficace et, en même temps, convient à la fabrication à grande échelle. Contrairement à l'accord de phase par biréfringence, dominant dans les premières années de la conversion paramétrique, le QAP n'impose pas de contraintes sur les polarisations des ondes impliquées. Cela permet d'exploiter la composante la plus forte de la non-linéarité du matériau, ce qui entraîne une augmentation de l'efficacité de conversion. En outre, en utilisant le QAP, les longueurs d'ondes générées concernent toute la gamme de transparence du matériau non linéaire quadratique. Cela est d'un grand intérêt pour la réalisation de sources laser accordables ou à large bande. A noter que le QAP est basée sur l'utilisation de structures périodiquement polarisées où le signe du $\chi^{(2)}$ est inversé toute les longueurs de cohérence du matériau non linéaire.

Problématique : Les dispositifs utilisant le QAP s'appuient sur une modulation périodique de la susceptibilité diélectrique non linéaire d'ordre deux $\chi^{(2)}$ unidimensionnelle. En 1998, Berger proposa d'introduire la modulation du $\chi^{(2)}$ en deux dimensions, pour former des cristaux photoniques non-linéaires bidimensionnels (CPNL-2D). La deuxième dimension garantit des degrés de liberté supplémentaires pour l'ingénierie de la conversion de fréquence. Dans une conversion ascendante, cela a permis de réaliser, par exemple, une génération multi-longueurs d'onde de deuxième, troisième et quatrième harmonique.

Néanmoins, peu de travaux ont étudié les mécanismes de conversion de fréquences dans les CPNL-2D régissant les processus simultanés de la GPO, d'une part, et le gain paramétrique optique, d'autre part. Une étude a démontré, expérimentalement, l'interaction cohérente de deux processus simultanés associés à deux résonances de QAP distinctes, dans un cristal périodiquement polarisé de LiTaO_3 (PPLT) hexagonale. Cependant, aucun travail n'a été rapporté dans le cas d'un réseau carré de CPNL-2D.

En outre, des travaux ont proposé des sources d'enchevêtrement à deux photons et ont démontré pour une conversion paramétrique descendante dégénérée avec une gamme spectrale plus large en générant un seul photon. Des travaux ont été rapidement suivis par une démonstration expérimentale des sources d'états enchevêtrés à photon unique et à deux photons dans des cristaux LiTaO_3 ayant un réseau hexagonal, également basé sur le schéma d'interaction OPG couplé.

Objectif : Ce travail de thèse porte essentiellement sur l'étude des mécanismes d'interactions paramétriques optiques dans les cristaux photoniques non linéaires. Il s'articule sur deux volets principaux : l'étude des processus simultanés de la GPO soutenus par des interactions communes dans un réseau carré du cristal PPLT-2D et l'étude du management du gain paramétrique optique dans ce cristal. Concernant le premier volet, nous avons étudié la GPO –multi-longueurs d'onde en prenant en compte les processus GPO couplés. Les caractéristiques spectrales et angulaires des multifaisceaux signal et idler générés peuvent être contrôlées en identifiant les vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$ impliqués, simultanément, dans ces processus. Le contenu spectral identique des faisceaux jumelés générés simultanément pourrait, par exemple, être exploité dans le domaine de l'optique quantique.

Le deuxième volet montre l'augmentation du gain paramétrique optique dans un réseau carré pour des angles d'incidence précis de la pompe. Cette augmentation est due, d'une part, à la contribution simultanée de deux vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$ et, d'autre part, à la configuration quasi-colinéaire entre la pompe, le signal et l'idler en minimisant le Walk-off entre eux. L'originalité est la mise en évidence expérimentale de ce processus pour le cas d'un réseau carré du CPNL.

Organisation du manuscrit : Ce manuscrit est divisé en trois chapitres. Dans le premier chapitre, nous rappelons les principes fondamentaux de l'optique non linéaires quadratiques dans les matériaux uniaxes. Une présentation théorique de la propagation des ondes couplées, dans ces matériaux, permet de décrire les processus paramétriques montants ou descendants en fréquences. Par la suite, nous expliquerons les techniques d'accord de phase possibles en mettant en exergue les techniques du quasi-accord de phase dans les cristaux photoniques non linéaires unidimensionnels (CPNL-1D). A la fin de ce chapitre, nous donnerons un aperçu sur les techniques de fabrication des structures périodiquement polarisées (PP), notamment celle utilisant l'application d'un champ électrique (*Electric Poling*).

Dans le deuxième chapitre, nous nous intéressons aux éléments théoriques et les principes de simulation nécessaires pour la conception des réseaux 2D dans les cristaux photoniques non linéaires (CPNL-2D). L'Optimisation de l'efficacité de conversion de la génération paramétrique est présentée. Nous étudions les paramètres déterminant une efficacité maximale dans les réseaux 2D. Aussi, une étude théorique et numérique sur le gain paramétrique optique est rapportée à la fin de ce chapitre, en mettant en exergue les études antérieures sur l'augmentation du gain par la génération paramétrique partagée (signal et/ou idler commun).

Dans le troisième chapitre, nous rapportons l'étude expérimentale de la dégénérescence des multi-longueurs d'onde du signal et de l'idler en utilisant des échantillons PPLT-2D ayant un réseau carré. La caractérisation de cet échantillon se fait en déterminant l'effet de la température, l'acceptance en température et angulaire. Par la suite, nous nous focalisons sur l'étude des vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$ qui pourraient contribuer, simultanément, au processus de la génération paramétrique optique pour créer une double longueur d'onde et/ou des longueurs d'onde jumelles. Ces processus paramétriques permettent d'avoir un signal (idler) commun avec d'autres longueurs d'onde idler (signal) correspondantes. Le gain paramétrique optique des interactions communes est augmenté par rapport aux interactions multi-longueurs d'onde correspondantes.

D'une manière générale, la direction colinéaire dans un réseau carré offre une meilleure efficacité de conversion. Cela implique, un meilleur gain paramétrique suivant cette direction. Néanmoins, l'augmentation dans la direction non colinéaire est faisable due à la contribution simultanée de plusieurs couples de vecteurs du réseau réciproque. Aussi, ce nouveau gain paramétrique est comparable avec celui d'un réseau 1D. Une nouvelle configuration du banc expérimental permet de maintenir le signal sur la direction de la pompe. Les résultats expérimentaux et ceux de la simulation sont discutés.

Enfin, le manuscrit se termine par une conclusion générale et la présentation de quelques perspectives offertes par ce travail.

CHAPITRE I : OPTIQUE NON LINEAIRE QUADRATIQUE

I.1. Introduction

Les lasers trouvent des applications dans plusieurs domaines tels que, les télécommunications, la spectroscopie, le stockage optique et l'imagerie médicale [1]. Cependant, la plupart de ces lasers utilisent des matériaux semi-conducteurs. Les niveaux d'énergie de ces matériaux limitent le spectre d'émission. Afin d'élargir la gamme de longueurs d'onde obtenues, il est possible d'utiliser l'optique non linéaire.

La théorie classique de l'optique non linéaire a été établie en 1962 par Armstrong et al. [2], soit deux ans après l'invention du premier laser par Maiman [1] et un an après la première observation de la génération de second harmonique par Franken [3], expérience fondatrice de l'optique non linéaire.

Les processus non linéaires apparaissent dans certains milieux diélectriques lorsqu'ils sont soumis à une onde lumineuse incidente de forte intensité, appelée onde de pompe et caractérisée par une longueur d'onde λ_p , une pulsation ω_p et une phase φ_p .

Dans ce travail, on s'intéresse particulièrement aux non linéarités quadratiques. Dans ce cas, lorsqu'un matériau non linéaire est soumis à une onde de pompe, il y a apparition d'une polarisation non linéaire quadratique, proportionnelle au carré du champ électrique incident $P^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t)$.

ε_0 est la permittivité du vide et la susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$ est un tenseur dont les éléments donnent la "force" et la polarisation de la réponse du milieu en régime non linéaire. Dans le cas des processus paramétriques, la polarisation non

linéaire $P^{(2)}$ engendre deux nouvelles ondes, appelées respectivement signal λ_s et idler (complémentaire) λ_s .

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux interactions non linéaires quadratiques dans un milieu uniaxe ayant une direction particulière appelée l'axe optique. Une présentation de la théorie de la propagation des ondes couplées dans ces matériaux, permettra de décrire les processus paramétriques montants ou descendants en fréquences. Par la suite, nous allons expliquer les accords de phase possibles par ces processus en mettant en exergue les techniques du quasi-accord de phase dans les cristaux photoniques non linéaires unidimensionnels (CPNL-1D). Enfin, nous décrirons les techniques de fabrication de structures périodiquement polarisées.

I.2. La polarisation non linéaire

L'optique non linéaire s'est rapidement développé après l'apparition des lasers dans les années 1960 avec la première expérience de doublage de fréquence réalisée par P.A. Franken et al. [3]. Cette discipline concerne l'étude des interactions entre la matière et une lumière intense.

Dans un milieu non magnétique ($\mu = \mu_0$) n'ayant ni charge ($\vec{\nabla} \cdot \mathbf{D} = 0$) ni courant électrique (densité de courant nulle : $\mathbf{J} = \vec{0}$), cette interaction est exprimée par les équations de Maxwell suivantes [4].

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \cdot \mathbf{D} = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \times \mathbf{E} = -i\omega \mathbf{B} \\ \vec{\nabla} \times \mathbf{H} = i\omega \mathbf{D} \end{array} \right. \quad (1.1)$$

Avec \mathbf{E} et \mathbf{H} sont les vecteurs du champ électrique et magnétique, respectivement. \mathbf{D} et \mathbf{B} sont le vecteur déplacement électrique et le vecteur induction magnétique, respectivement. Avec $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$, où \mathbf{P} est la polarisation induite par le champ électrique incident ayant la fréquence ω . Sachant que $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0$ et d'après les équations de Maxwell (1.1), l'équation peut s'écrire :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \mathbf{E}) = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \mathbf{E} + \omega^2 \mu_0 \mathbf{P} \quad (1.2)$$

La polarisation peut-être développée en série de Taylor du champ électrique incident. En effet, la magnitude de chaque terme décroît rapidement lorsque leur ordre augmente.

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + \mathbf{P}^{\text{NL}} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E} \mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} + O(\mathbf{E})^4) \mathbf{P} \quad (1.3)$$

Les interactions dans le régime linéaire sont exprimées par le premier terme $\chi^{(1)}$ de la susceptibilité. Cette dernière pourrait être définie comme le pouvoir du champ électrique à déplacer les charges dans un milieu. Si les termes d'ordres supérieurs de l'équation 1.3 ne sont pas négligeables, les interactions deviennent non-linéaires. La partie non-linéaire de la susceptibilité $\chi^{(N)}$ est déterminée par un tenseur d'ordre (N+1) et la polarisation non-linéaire induite est dénotée par \mathbf{P}^{NL} .

Dans le cas d'un milieu linéaire avec uniquement la composante $\chi^{(1)}$ de la susceptibilité, l'équation 1.3 s'écrit :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \mathbf{E}) &= \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \mathbf{E} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} \\ &= \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} \end{aligned} \quad (1.4)$$

Pour une onde plane de type :

$$\mathbf{E} = \mathbf{A}(\omega) \cdot e^{ik_0 \cdot r} \quad (1.5)$$

par identification avec l'Eq. 1.4, l'équation linéaire d'Helmholtz s'exprime par :

$$(\vec{\nabla}^2 + k^2) \mathbf{E} = 0 \quad (1.6)$$

Dans ce cas, le paramètre k est le nombre d'onde (module du vecteur d'onde) dans un matériau qui pourrait être donné par $k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r = k_0^2 \varepsilon_r$, où k_0 présente le nombre d'onde dans le vide. De même, il est possible de trouver un lien entre les deux vecteurs d'onde en fonction de l'indice de réfraction (n) par la relation $k = n \cdot k_0$ et ce, pour une perméabilité magnétique nulle ($\mu_r = 1$).

Si la polarisation non linéaire \mathbf{P}^{NL} n'est pas négligeable, l'équation 1.4 s'écrit comme suit :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \mathbf{E}) = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \mathbf{E} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + \omega^2 \mu_0 \mathbf{P}^{\text{NL}} \quad (1.7)$$

L'équation d'Helmholtz devient :

$$(\vec{\nabla}^2 + k^2) \mathbf{E} = -\frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \mathbf{P}^{\text{NL}} \quad (1.8)$$

La polarisation non linéaire, dans l'équation 1.8, est à l'origine de différentes fréquences qui ne soient pas, obligatoirement, présentes dans le champ électrique incident [6]. Il est plus pratique de considérer les axes principaux cristallophysiques du cristal comme repère afin de résoudre l'équation 1.8. Les faisceaux lumineux ayant aussi bien une enveloppe "A" qu'une polarisation rectiligne dont le vecteur unitaire est "e". Pour une onde plane, l'équation 1.8 s'exprime par:

$$\frac{dA(\omega, x)}{dx} \mathbf{E} = i \frac{\omega}{2\varepsilon_0 n c} \cdot e^{-ikx} \mathbf{P}^{\text{NL}} \cdot \mathbf{e} \quad (1.9)$$

Les interactions quadratiques paramétriques dans un matériau non-centrosymétrique sont déterminées par la susceptibilité $\chi^{(2)}$ d'ordre deux. Pour ce type de matériau, la composante $\chi^{(3)}$ et les ordres supérieurs sont négligés. Dans ce cas, la polarisation non linéaire \mathbf{P}^{NL} s'écrit comme suit: $\mathbf{P}^{(2)} = \chi^{(2)} \mathbf{E}\mathbf{E}$.

Dans le cas d'un mélange à trois ondes $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$, les composantes de cette polarisation suivant les coordonnées cartésiennes (x, y, z) pourraient être exprimées en fonction de la susceptibilité $\chi_{jkl}^{(2)}$ par :

$$P_j^{(2)}(\omega_1) = \sum_{kl} \sum_{\omega_2, \omega_3} \varepsilon_0 \chi_{jkl}^{(2)}(\omega_1, \omega_2, \omega_2) E_k(\omega_2) \cdot E_l(\omega_3) \quad (1.10)$$

avec $j, k, l \in \{x, y, z\}$

Cette double sommation de l'équation 1.10 montre l'intégration spatiale et spectrale pour avoir la polarisation de la composante j à la fréquence ω_1 [6]. Ce mélange d'onde serait possible en cas de satisfaction de la loi de conservation d'énergie: $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$.

Quand les fréquences impliquées dans ce processus ne sont pas celles de la résonance d'absorption du matériau, celui-ci peut être considéré comme transparent et non dispersif. Dans ce cas, la condition de symétrie de Kleinman [3] est valide. En appliquant la permutation de symétrie. Il est alors usuel d'utiliser une notation contractée et d'introduire un nouveau tenseur des coefficients non linéaires :

$$d_{jkl} = \frac{1}{2} \chi_{jkl}^{(2)} \quad (1.11)$$

Où la notation contractée s'établit selon le tableau I.1 [7] :

Tableau I-1 notation contractée de tenseur non linéaire.

| jk | xx | yy | zz | yz/zy | xz/zx | xy/yx |
|------|------|------|------|---------|---------|---------|
| l | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |

Avec la condition de symétrie de Kleinman et les symétries du matériau, on peut alors déterminer le nombre de termes indépendants et non nuls de cette matrice, et ainsi aboutir à une matrice 3×6 relativement simple pour la plupart des symétries cristallines [8]. En utilisant cette notation contractée on peut donc écrire les composantes de la polarisation non linéaire quadratique sous la forme d'un produit matriciel :

$$\begin{pmatrix} P_x^{(2)}(2\omega) \\ P_y^{(2)}(2\omega) \\ P_z^{(2)}(2\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} (E_x(\omega))^2 \\ (E_y(\omega))^2 \\ (E_z(\omega))^2 \\ 2(E_y(\omega))(E_z(\omega)) \\ 2(E_z(\omega))(E_x(\omega)) \\ 2(E_x(\omega))(E_y(\omega)) \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Toutefois, les coefficients « d_{il} » de (1.12) ne sont pas tous indépendants, en effet d'après les relations de permutations de Kleinman [3] et suivant le groupe de symétrie du cristal, on peut réduire le nombre de coefficients indépendants de la matrice pour peu que l'on choisisse convenablement le système d'axe.

Il est à noter que le coefficient « d » pourrait être exprimé de façon plus explicite : $d_{33} = d_{zzz}$, lorsque la polarisation et le champ électrique s'alignent sur l'axe z [9]. Aussi, pour les cristaux centro-symétriques, la susceptibilité quadratique s'annule.

I.3. Conversion paramétrique optique

I.3.1. Equations de propagation non linéaire

A partir de l'expression générale des équations de Maxwell (1.1) et de la polarisation (1.3), on peut dériver l'équation d'onde en présence de non linéarités optiques :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (1.13)$$

où n et c sont l'indice optique du matériau considéré et la célérité de la lumière dans le vide, respectivement. Cette équation fait apparaître la partie non linéaire de la polarisation comme un terme source pour la propagation de l'onde plane dans un milieu diélectrique.

En considérant un champ électrique composé de trois ondes planes monochromatiques supposées colinéaires et se propagent dans la direction z , avec la condition $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$.

$$\vec{E}(z, t) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^3 \left[E_n e^{i(\omega_n t - k_n z)} + c.c \right] \quad (1.14)$$

Sachant que l'enveloppe est lentement variable dans l'espace de Fourier et en substituant les expressions (1.14) et (1.10) dans l'équation d'onde (1.13), la projection de cette équation sur les directions de polarisation peut se réécrire [7] :

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dz} = i \frac{\omega_1}{n_1 c} d_{eff} E_2^* E_3 e^{-i\Delta k \cdot z} \\ \frac{dE_2}{dz} = i \frac{\omega_1}{n_2 c} d_{eff} E_1^* E_3 e^{-i\Delta k \cdot z} \\ \frac{dE_3}{dz} = i \frac{\omega_1}{n_3 c} d_{eff} E_1^* E_2 e^{-i\Delta k \cdot z} \end{cases} \quad (1.15)$$

avec : $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3$ et $k_m = \omega_m \cdot n_m \quad \forall m \in \{1, 2, 3\}$

Où d_{eff} est la valeur effective du coefficient non linéaire. Le paramètre Δk s'appelle le vecteur d'onde de désaccord de phase. Il dépend des fréquences ω_m et des indices de réfraction n_m du matériau. Le signe de ce paramètre évoque

l'augmentation ou la diminution de E_1 . Dans ce sens, Δk est un paramètre critique ayant une importance capitale pour déterminer la fréquence de l'onde générée. Son rôle sera discuté ci-dessous.

De ce qui précède, les trois ondes de fréquences ω_m peuvent osciller en engendrant le processus d'échange de l'énergie entre elles par le biais de la polarisation non linéaire. Comme ce processus ne génère pas des fréquences de résonances, la génération ou la destruction d'un photon à la fréquence ω_1 implique la génération ou la destruction de deux autres photons aux fréquences ω_2 et ω_3 suivant l'un des processus de l'accord de phase. Autrement dit, la condition de la conservation d'énergie du système est satisfaite et leurs intensités s'écrivent par : $I_m = 1/2(\epsilon_0 n_m c \cdot |E_m|^2)$ avec $m \in \{1, 2, 3\}$. Ces intensités sont liées entre elles par la relation de *Manley-Rowe* :

$$\frac{1}{\omega_1} \cdot \frac{dI_1}{dx} = -\frac{1}{\omega_2} \cdot \frac{dI_2}{dx} = -\frac{1}{\omega_3} \cdot \frac{dI_3}{dx} \quad (1.16)$$

De façon générale, l'interaction non linéaire est susceptible d'être présente pour un couple de longueurs d'onde (λ_s, λ_i) , si et seulement si la condition d'accord de phase et la loi de conservation de l'énergie sont vérifiées. Lorsque la longueur d'onde et la direction du faisceau de pompe sont fixes, ce qui correspond au cas traité dans ce manuscrit, son vecteur d'onde \vec{k}_p est également fixé : l'accordabilité est fortement liée aux propriétés de la dispersion du cristal.

I.3.2. Processus montant en fréquences

Le système d'équation couplées 1.12 évoque l'évolution de toutes les interactions quadratiques, dues au processus paramétrique, entre les ondes qui se propagent dans le matériau (cristal). Afin de résoudre un tel système, nous avons besoin de définir les ondes qui rentrent dans le cristal et celles qui en sortent.

La conversion paramétrique est dite montante en fréquences si les fréquences générées à la sortie du cristal sont plus élevées que celles qui y entrent. La génération de second harmonique (GSH), présentée par la Figure I.1. (a), est l'un des processus illustrant la conversion paramétrique montante en fréquence.

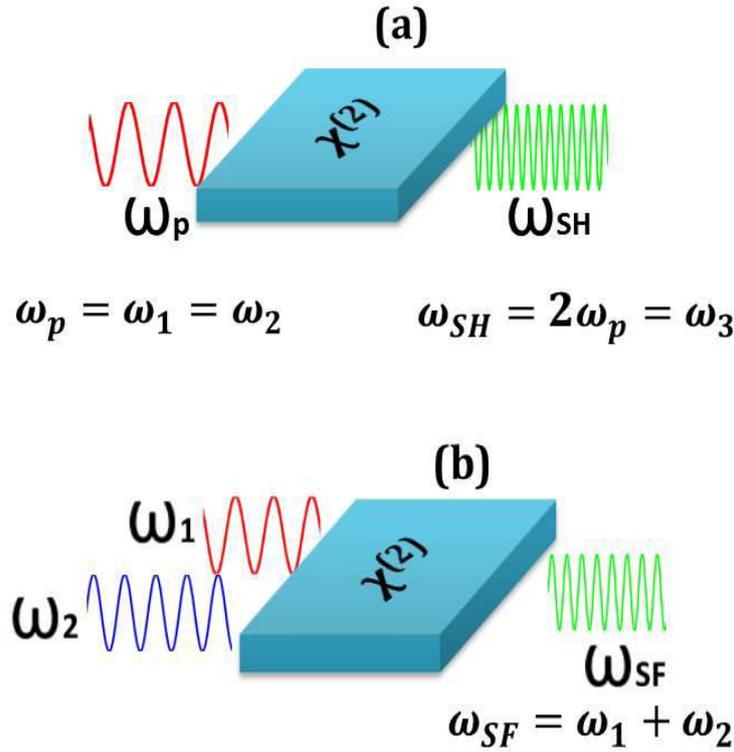


Figure I.1. Interactions paramétriques quadratiques montante en fréquences a) génération de la seconde harmonique (GSH) b) génération de la somme des fréquences (GSF).

La pompe sera doublée en fréquence pour générer l'onde de second harmonique(SH). Dans ce cas, deux photons de la pompe se convertissent en un photon de second harmonique et ce, conformément à la relation : $\omega_{SH} = 2\omega_p$. Le système d'équation 1.15 pourraient être donné par :

$$\begin{cases} \frac{dA_{SH}}{dx} = i \frac{\omega_{SH}}{c.n_{SH}} d_{33} \frac{A_p^2}{2} \exp(-i\Delta kx) \\ \frac{dA_p}{dx} = i \frac{\omega_p}{c.n_p} d_{33} A_{SH} A_p^* \exp(-i\Delta kx) \end{cases} \quad (1.17)$$

Autrement dit, si l'efficacité de conversion pour cette interaction est faible, une partie de l'intensité de la pompe se transforme en second harmonique. L'atténuation en intensité de la pompe peut, ensuite, être négligée et ce, du fait de la non déplétion de la pompe [14]. Dans ce sens, l'évolution de l'intensité de second harmonique en fonction des coordonnées de la propagation de l'équation 1.22 est réduite à l'équation suivante :

$$I_{SH}(x) = \frac{\omega_{SH}^2}{2\varepsilon_0 n_p^2 n_{SH} c^3} d_{33}^2 I_p^2 x^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta kx}{2}\right) \quad (1.18)$$

Cette dernière expression évoque deux paramètres clés de l'interaction paramétrique à savoir : l'intensité de la pompe et le désaccord de phase Δk que nous discuterons dans les prochains paragraphes.

Sachant que la polarisation de la pompe s'exprime en fonction de son intensité (I_p) et de la surface d'interaction (A) par $P_p = A.I_p$, l'intensité de second harmonique, d'après l'Eq1.18, est importante si et seulement si on a :

- Une surface d'interaction faible ;
- Une longueur d'interaction grande ;
- Un coefficient non linéaire d_{33} élevé ;
- Un coefficient de désaccord de phase (Δkx) nul.

Les deux premiers points peuvent être optimisés par des procédés technologiques, mais la longueur (x) et la surface (A) d'interaction (reliée à la taille du waist) n'étant pas indépendantes, il faut donc optimiser le rapport entre ces deux paramètres pour une SGH dans le cristal massif.

La conversion paramétrique pourrait être non dégénérée. A titre d'exemple, le processus de somme de fréquences (SF), illustré sur la Figure I.1.(b), où deux ondes ayant les fréquences ω_1 et ω_2 se recombinent pour générer une seule onde de fréquences $\omega_{SF} = \omega_1 + \omega_2$. Ce processus est très utilisé pour générer des fréquences spécifiques surtout au voisinage de l'Ultraviolet (UV) [14]. Pour une pompe sans déplétion, l'intensité de l'onde (SF) s'écrit par :

$$I_{SF}(x) = \frac{2\omega_{SF}^2}{\varepsilon_0 n_{SH} n_1 n_2 c^3} d_{33}^2 I_1 I_2 x^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta kx}{2}\right) \quad (1.19)$$

I.3.3. Processus descendant en fréquences

Dans ce cas, les fréquences générées par le processus de la conversion paramétrique sont plus petites par rapport à celles injectée dans le cristal. La pompe a, toujours, une grande intensité par rapport aux signal et l'idler.

Il existe deux processus possibles par la conversion descendante en fréquences. Le premier est la génération de la différence de fréquences qui est très recommandée pour atteindre des petites fréquences (Figure I.2.a). Les deux longueurs d'onde (Pompe et Signal) injectées dans le cristal permettent la génération de la troisième onde, *Idler*, tout en préservant de la loi de conservation d'énergie : $\omega_i = \omega_p - \omega_s$.

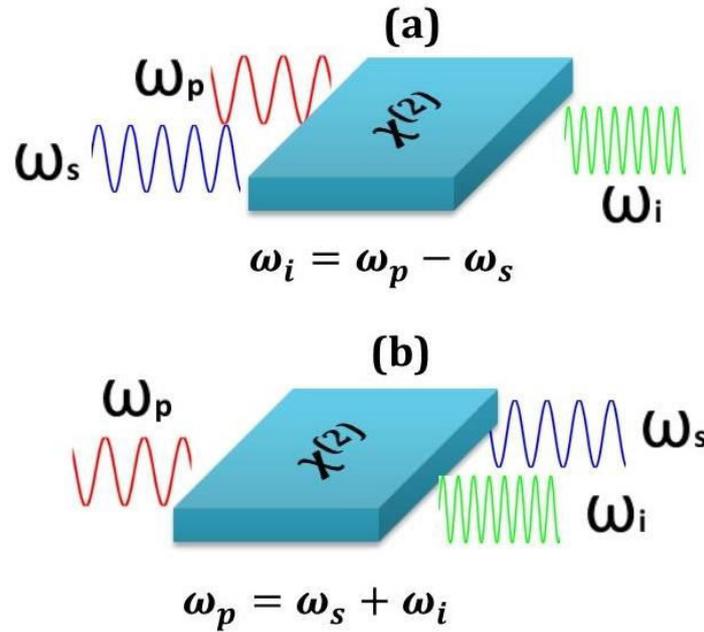


Figure I.2. Interactions paramétriques quadratiques descendante en fréquences a) génération de la différence des fréquences (GDF) b) génération paramétrique optique (GPO).

Le second concerne la génération paramétrique optique (GPO) schématisée sur la Figure I.2.b. Toute l'énergie de la pompe $\omega_p = \omega_i + \omega_s$ se transforme au signal et à l'idler.

Dans le cas de la non déplétion de la pompe $dA_p/dx = 0$, les interactions quadratiques non linéaires ont été décrites par Armstrong *et al* [16]. Les amplitudes du Signal et de l'Idler s'écrivent :

$$\begin{cases} A_s(z) = \left[A_s(z) \left(\cosh(bx) - i \frac{\Delta k}{2b} \sinh(bx) \right) + \frac{\kappa_i A_p}{b} A_i^*(0) \sinh(bx) \right] \exp\left(\frac{ikx}{2}\right) \\ A_i(z) = \left[A_i(z) \left(\cosh(bx) - i \frac{\Delta k}{2b} \sinh(bx) \right) + \frac{\kappa_s A_p}{b} A_s^*(0) \sinh(bx) \right] \exp\left(\frac{ikx}{2}\right) \end{cases} \quad (1.20)$$

avec:

$$\kappa_m = i \frac{\omega_m d_{33}}{n_m c} \quad m \in \{s, i\}$$

$$b = \sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}$$

$$\Gamma^2 = \frac{2 \omega_s \omega_i}{\varepsilon_0 n_p n_s n_i c^3} d_{33}^2 I_p$$

I.4. Les techniques d'accord de phase

Dans le cas de la génération paramétrique optique (GPO), la propagation de la pompe, du signal et de l'idler, dont les longueurs d'onde λ_p , λ_s et λ_i respectivement, dans le cristal, doit satisfaire la conservation de l'énergie : $\lambda_p = \lambda_s + \lambda_i$ (voir Figure I.3.a).

Ainsi, les relations de Manley-Rowe [12] nous apprennent que, dans le cristal non linéaire, un photon de pompe se scinde en deux pour donner un photon signal et un photon idler. De plus, l'équation 1.3 montre que ce processus est gouverné par la phase relative qui existe entre les trois ondes (Δkz) Ceci a deux conséquences, la première est que le processus est réversible, c'est à dire qu'un photon signal et un photon idler peuvent fusionner pour donner un seul photon de la pompe [4].

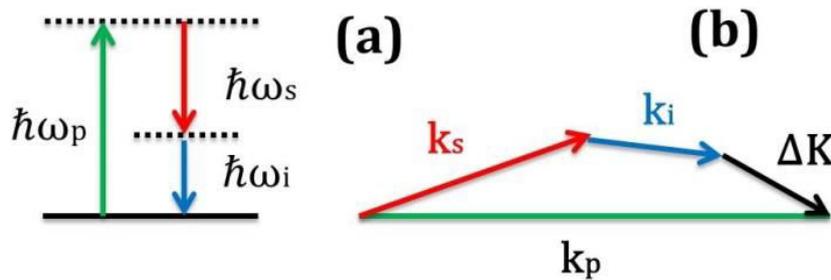


Figure I.3. Les deux conditions de la génération paramétrique optique
(a) conservation d'énergie (b) quasi-accord phase.

La deuxième est que le transfert de l'énergie pompe vers le signal et l'idler ne peut être efficace que si l'accord de phase est vérifié, c'est à dire si $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i$ (voir Figure I.3.b). Cette relation est associée à la conservation du moment dans une description particulière de l'interaction paramétrique. Obtenir cette égalité n'est, *a priori*, pas possible dans un milieu isotrope. Prenons le cas simple de la

dégénérescence $\omega_p = \omega_s = \omega$ d'où $\omega_p = 2\omega$. Il faut donc obtenir la relation $n(2\omega) = 2n(\omega)$. Or la variation d'indice dans un milieu à dispersion normale nous donne $n(2\omega) > n(\omega)$. Il existe toutefois différentes techniques pour obtenir l'accord de phase, à savoir :

- L'accord de phase par biréfringence ;
- L'accord de phase en dispersion anormale ;

I.4.1. Accord de phase par biréfringence

Dans les milieux anisotropes biréfringents, les deux modes ayant des polarisations orthogonales se propagent simultanément avec des vitesses différentes et voient deux indices de réfraction différents ; l'un ordinaire (n_o) et l'autre extraordinaire ordinaire (n_e). Le premier est une constante et indépendant de la direction de propagation. En revanche, le deuxième est variable en fonction de la direction de propagation.

Dans un cristal uniaxe, les indices de réfractons principaux sont définis par $n_o = n_x = n_y$ et $n_e = n_z$. Ce cristal est dit uniaxe positif si $n_e > n_o$ et le cristal est dit uniaxe négatif si $n_e < n_o$.

L'accord de phase par biréfringence permet aux ondes en interaction de se propager à la même vitesse de phase. Ces ondes ayant des polarisations différentes voient le même indice de réfraction grâce à la biréfringence. Cette interaction entre les deux ondes ordinaire et extraordinaire permet de les coupler à travers la susceptibilité non linéaire quadratique $\chi^{(2)}$.

Il existe deux types d'accord de phase par biréfringence, celui de type I, utilisant des ondes fondamentales polarisées suivant le même axe et une onde second harmonique polarisée suivant un axe orthogonal. L'accord de phase de type II, utilisant des ondes fondamentales polarisées suivant deux axes orthogonaux et une onde second harmonique polarisée suivant l'un de ces précédents.

La figure I.4, montre le processus de la génération de second harmonique dans un cristal massif de niobate de lithium (LiNbO_3) à $T=25^\circ\text{C}$. La condition de l'accord de phase entre les ondes fondamentale et second harmonique est vérifiée seulement si : $n_o(\lambda_f) = n_e(\lambda_f/2)$, avec $(\lambda_{SH} = \lambda_f/2)$. Ainsi, ces deux ondes se déphasent

progressivement lors de leur propagation dans le cristal non linéaire. La longueur de cohérence ($l_c = \pi/\Delta k$) est atteinte lorsque la différence de phase est égale à π , avec $\Delta k = 4\pi(n_{SH} - n_f)/\lambda$, le désaccord de phase.

C'est la longueur du cristal assurant l'optimum de conversion, cette longueur est infinie dans le cas d'un accord de phase parfait et est typiquement de l'ordre du micromètre lorsque l'accord de phase n'est pas réalisé. Au-delà de cette longueur, les ondes interfèrent entre elles de manière destructive et le transfert d'énergie se fait de l'onde harmonique vers l'onde fondamentale. Le contrôle de cet accord de phase par biréfringence est faisable pour une efficacité de conversion optimale ($\Delta k = 0$) en agissant sur la direction de propagation, sur la température du matériau ou sur l'angle entre les ondes en interaction dans le cas d'un accord de phase non colinéaire. Il est à noter que cette condition d'accord de phase ne peut être satisfaite dans un matériau isotrope à cause de la dispersion normale.

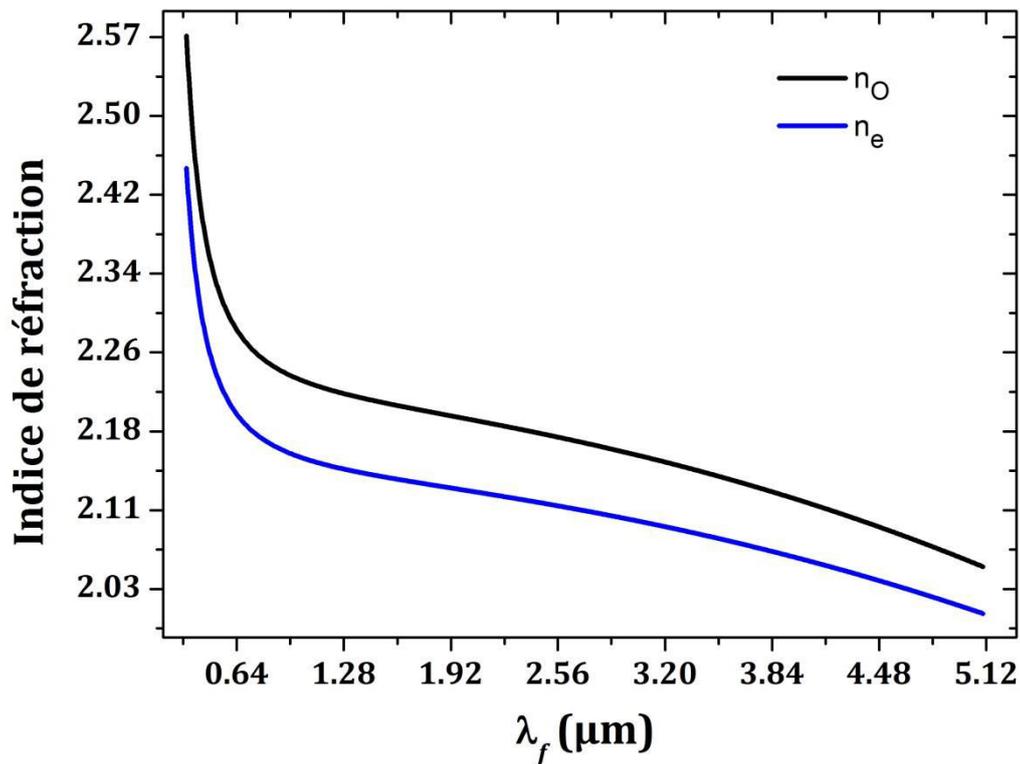


Figure I.4. Accord de phase par biréfringence dans un bulk de LiNbO₃ à T=25°C. Les polarisations de deux ondes fondamentale et second harmonique sont orthogonales.

Afin d'expliquer le contrôle de cet accord de phase par biréfringence (APB), nous avons opté pour l'accord de phase angulaire, en agissant sur la direction de propagation par rapport l'axe optique Z (voir figure I.5).

L'onde fondamentale se propageant avec un indice $n_o(\omega)$ dans la direction de propagation, définie par l'angle d'accord de phase θ_{pm} , est polarisé suivant Y. L'onde de second harmonique se propageant avec un indice $n_e(\omega, \theta_{pm})$ est polarisée orthogonalement dans le plan XZ. L'angle d'accord de phase θ_{pm} , est réalisé au point de croisement des nappes d'indice ordinaire et extraordinaire : $n_e(2\omega, \theta) = n_o(\omega)$. Le vecteur de Poynting $S_{2\omega}$ de l'onde harmonique extraordinaire est perpendiculaire à la tangente de l'ellipsoïde des indices extraordinaires au point d'intersection avec la direction de propagation définie par l'angle d'accord de phase θ_{pm} .

Par ailleurs, l'efficacité de conversion dépend de l'angle d'accord de phase θ_{pm} , de l'acceptance angulaire $\Delta\theta$ et de l'acceptance spectrale $\Delta\lambda$. Il est donc nécessaire d'étudier tous ces paramètres avant d'opter pour un type d'accord de phase donné, lorsque la dispersion du matériau nous en donne le choix. Dans le cas d'un cristal uniaxe négatif ($n_e < n_o$) et un accord de phase de type I (oo-e), l'indice de réfraction extraordinaire $n_e(\omega, \theta_{pm})$ dépend de l'angle entre le vecteur d'onde de l'onde seconde harmonique $k_{2\omega}$ et l'axe optique du matériau, et a pour expression :

$$\frac{1}{n_e^2(2\omega, \theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2(2\omega)} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2(2\omega)} \quad (1.21)$$

où $n_o(2\omega)$ et $n_e(2\omega)$ sont respectivement les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire à la longueur d'onde harmonique. Ainsi, l'intersection de la nappe d'indice extraordinaire (un ellipsoïde de révolution) avec le plan de propagation des ondes est un ellipse de demi-axes $n_o(2\omega)$ et $n_e(2\omega)$. En revanche l'intersection de la nappe d'indice ordinaire (une sphère de rayon $n_o(2\omega)$) avec le plan de propagation des ondes décrit un cercle de rayon $n_o(2\omega)$ (Fig. I.5). L'angle d'accord de phase θ_{pm} est donné par l'expression suivante :

$$\sin^2(\theta_{pm}) = \frac{1/n_o^2(\omega) - 1/n_o^2(2\omega)}{1/n_e^2(2\omega) - 1/n_o^2(2\omega)} \quad (1.22)$$

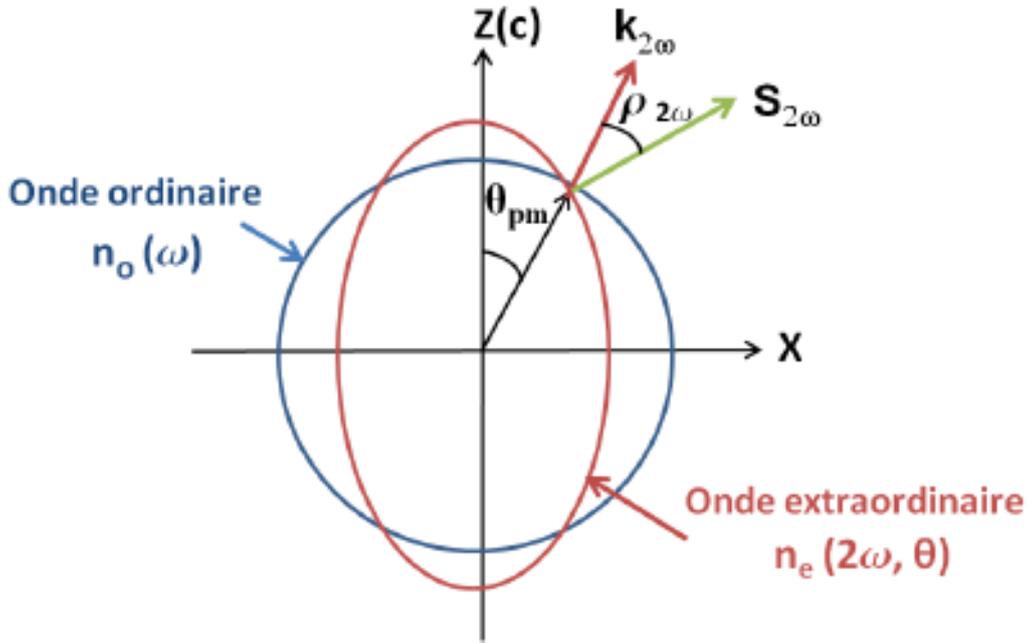


Figure I.5. Accord de phase par biréfringence angulaire de type I (oo-e).

Lors de la propagation des ondes fondamentale et harmonique dans le cristal non linéaire, l'onde polarisée extraordinaire ($E_{2\omega}$ pour un accord de phase oo-e) voit se former un angle ρ (appelé angle de double-réfraction ou *walk-off angle*) entre son vecteur d'onde et son vecteur de Poynting $S_{2\omega}$ qui définit la direction de propagation de l'énergie lumineuse, alors que le vecteur de Poynting de l'onde fondamentale reste colinéaire avec le vecteur d'onde k_ω . Les ondes fondamentales et harmoniques polarisées orthogonalement ne vont pas se recouvrir sur toute la longueur du cristal non linéaire, ce qui aura pour effet de réduire la longueur d'interaction et donc l'efficacité de conversion.

La figure I.6 illustre l'accord de phase par biréfringence angulaire dans un cristallin massif de LiNbO_3 pour $\theta_p=50^\circ$ et $T=25^\circ\text{C}$. Les deux allures de la variation de l'indice de réfractifs de l'onde fondamentale (λ_f) et celui de second harmonique ($\lambda_f/2$) se croisent pour deux ondes fondamentales ($\lambda_f = 1.5 \mu\text{m}$ et $\lambda_f = 2.6 \mu\text{m}$).

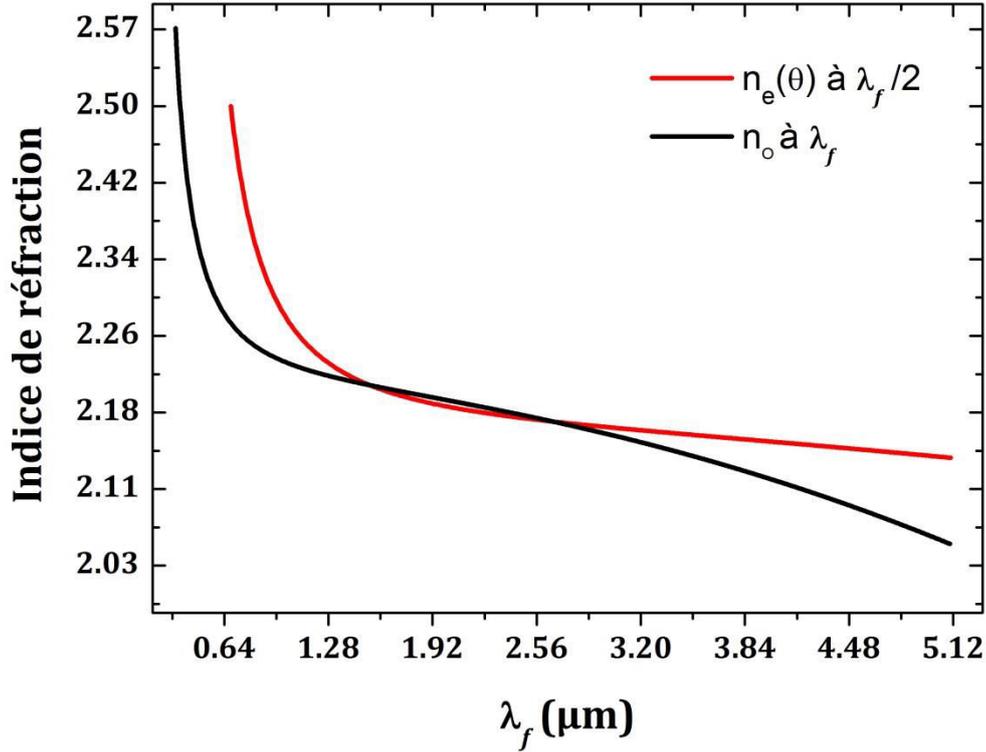


Figure I.6. Accord de phase par biréfringence angulaire dans un bulk de LiNbO_3 pour $\theta_p = 50^\circ$ et $T=25^\circ\text{C}$

I.4.2. Quasi-accord de phase

Dans le cas d'un quasi-accord de phase (QAP) d'ordre m , le désaccord de phase Δk entre la pompe, le signal et l'idler se propageant dans un matériau périodiquement polarisé (PP), peut s'exprimer par :

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i - \mathbf{K}_m \quad \text{avec} \quad \mathbf{K}_m = m \frac{2\pi}{\Lambda_c}; \quad m \in \mathbf{N} \quad (1.23)$$

Où K_p , K_s et K_i et sont les vecteurs d'onde de la pompe, du signal et de l'idler, respectivement. K_m est le vecteur du réseau réciproque de l'ordre m . Λ_c est la longueur de cohérence du processus de QAP. La condition du quasi-accord de phase Δk_{QAP} permet de compenser périodiquement le glissement en phase des ondes, afin de garder une interaction constructive. Ceci dit, le sens du transfert d'énergie peut s'effectuer de la pompe vers les ondes générées ou vice versa en fonction du signe de déphasage entre elles en rajoutant une phase π au désaccord de phase. Le signe de la non linéarité du matériau périodiquement polarisé est inversé pour chaque longueur de cohérence $l_c = \pi/|\Delta k|$, telle que définie dans la

figure I.4. Le premier ordre du QAP permet d'avoir une efficacité de conversion maximale par rapport aux ordres supérieurs [16].

Le QAP présente deux avantages majeurs par rapport à l'APB, le premier réside dans la possibilité de satisfaire la condition de QAP en agissant soit sur la périodicité du réseau réciproque soit sur la température. Le deuxième est le contrôle du Walk-off entre les ondes en interaction, ce qui n'est pas possible dans le cas de l'APB.

La Figure I.7 illustre l'intensité générée en fonction de la distance normalisée de propagation dans le matériau pour les trois cas suivants :

- **Accord de phase parfait** $\Delta k = 0$: L'évolution de la puissance générée est exponentielle. Ce cas est possible pour l'accord de phase par biréfringence.
- **Quasi-accord de phase** $\Delta k = k_{QAP}$: L'évolution est possible en inversant le signe du coefficient non linéaire à chaque longueur de cohérence. Un rajout de facteur π à la phase en remettant en phase le système.
- **Désaccord de phase** $\Delta k \neq 0$: L'évolution de l'interférence destructive à chaque longueur de cohérence. L'oscillation de la puissance générée est en fonction du nombre de la longueur de cohérence.

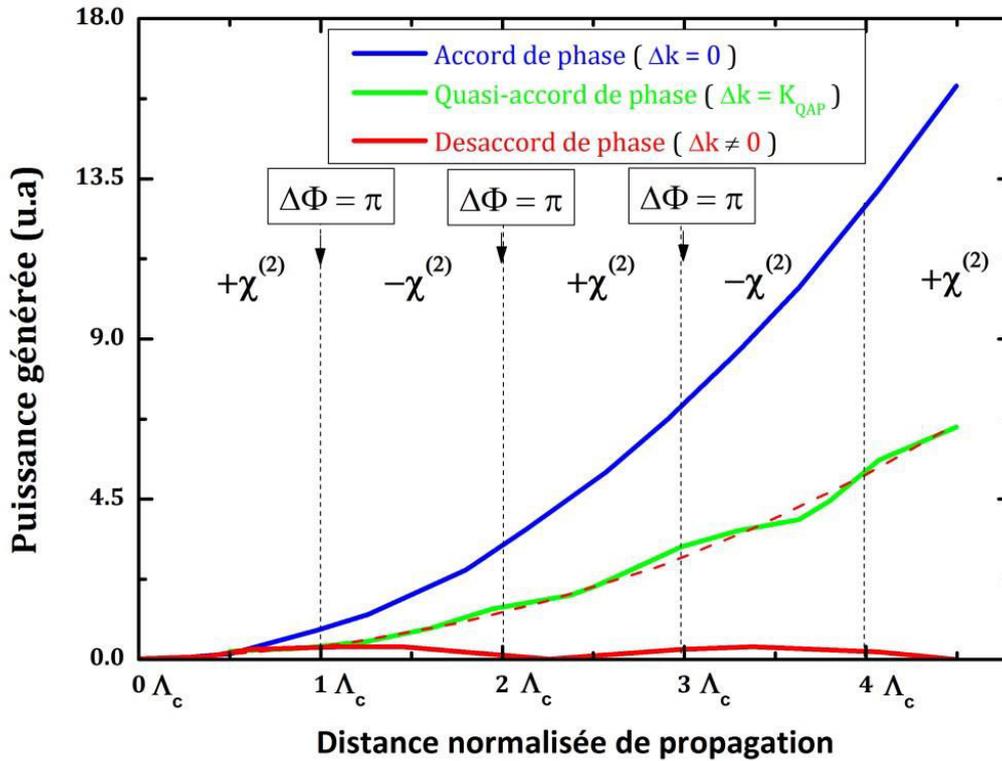


Figure I.7. Principe du quasi-accord phase. On présente la puissance générée dans un cristal quadratique non linéaire en fonction de la distance normalisée de propagation.

Comme nous l'avons déjà cité, le QAP est usuellement réalisé par inversion périodique du coefficient non linéaire $\chi^{(2)}$. Le QAP a en outre l'avantage de pouvoir être mis en œuvre dans la direction de propagation maximisant le coefficient non linéaire. Dans le cas d'une modulation purement périodique de la polarité du matériau, on change artificiellement les propriétés d'un matériau à l'accord de phase parfait. Les possibilités offertes par le quasi-accord de phase sont toutefois beaucoup plus riches car il est possible d'appliquer une figure de modulation plus élaborée : plusieurs pistes parallèles dans le même cristal ; modulation aperiodique permettant, ainsi, plusieurs interactions non linéaires simultanément ou en cascade. Les matériaux les plus connus permettant de réaliser le QAP sont le niobate de lithium ($LiNbO_3$) et le Tantalate de lithium ($LiTaO_3$).

I.4.2.1. Définition d'un réseau 1D

La Figure I.8 montre que dans un matériau non linéaire contenant un réseau 1D d'un QAP, le coefficient non linéaire d_{33} est, spatialement, variable suivant une fonction adimensionnelle périodique $f(x)$. L'équation 1.15 reste vraie pour le QAP tant que d_{33} est exprimé par $f(x)$ [21].

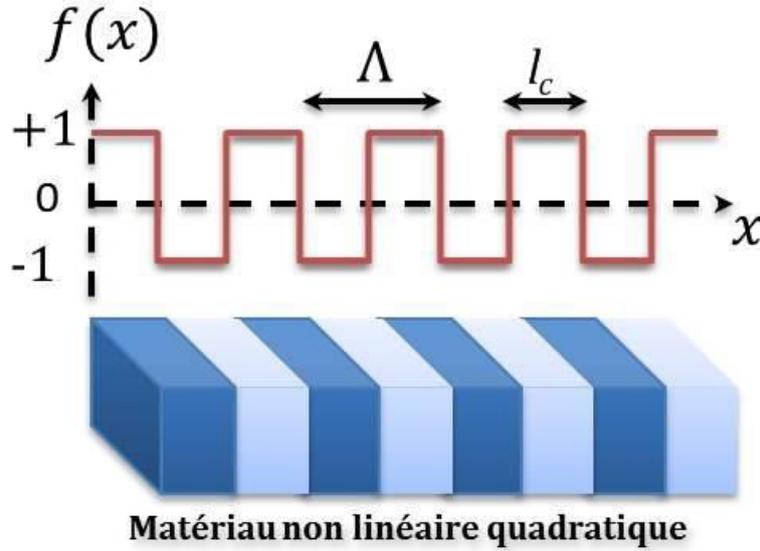


Figure I.8. La fonction $f(x)$ d'une période Λ pour un réseau 1D d'un rapport cyclique $D = l_c/\Lambda$.

La variation spatiale de la fonction $d(x) = d_{33}f(x)$, avec $f(x)$ variant entre -1 et +1 avec une périodicité Λ . La fonction $d(x)$ peut se développer en série de Fourier par :

$$d(x) = d_{33} \sum_{m=-\infty}^{\infty} F_l e^{iK_m x} ; m \in \mathbf{N} \quad (1.24)$$

La période Λ du réseau QAP définie par les fréquences spatiales $K_m = \frac{2\pi m}{\Lambda}$ et les coefficients de Fourier sont donnés par :

$$a_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} f(x) e^{-iK_m x} dx \quad (1.25)$$

Par conséquent l'amplitude de l'onde peut s'écrire comme suit:

$$\frac{dA_1}{dx} = i \frac{\omega_1}{n_1 c} A_2 A_3 d_{33} \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m e^{-i(\Delta k - K_m)x} \quad (1.26)$$

L'équation 1.26 montre que tous les termes de la somme oscillent autour de zéro. Seul le terme $m = \dot{m}$ pour $\Delta k - G_{\dot{m}} \cong 0$ peut se produire lorsque le réseau ajoute un décalage de phase spatial qui correspond au désaccord de phase provoquée par les différences de fréquences impliquées dans la conversion paramétrique. Dans ce cas, la génération paramétrique optique du signal et de l'idler à partir de la pompe doit satisfaire la condition :

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i - \mathbf{K}_m \quad (1.27)$$

K_m est le vecteur du réseau réciproque (VRR) pour le m^{ieme} ordre de QAP. Pour la suite de ce manuscrit la notation de ce vecteur sera \mathbf{K} . Un autre paramètre important pour atteindre l'accord de phase est le taux cyclique $D = l_c/\Lambda$, avec l_c et Λ sont la longueur de cohérence et la période du réseau 1D, respectivement.

Ce taux cyclique est déterminant pour les interactions paramétriques car il est fortement lié à l'efficacité de conversion paramétrique en changeant les coefficients de Fourier par :

$$a_m = \frac{2}{\pi \cdot m} \sin(\pi m \cdot D) \cdot e^{-i\pi m \cdot D} \quad \text{avec } m \in \mathbf{Z} \quad (1.28)$$

Afin de maximiser l'efficacité de conversion, il est préférable d'opter pour les ordres inférieurs de QAP car $a_m \propto 1/m$. Pour le premier ordre de QAP, le rapport cyclique qui maximise l'efficacité de conversion est $D = 1/2$, ce qui correspond au coefficient de Fourier $2/\pi$. Il est à noter que le coefficient non linéaire " d " du réseau 1D reste toujours plus grand par rapport à l'accord de phase par biréfringence (APB).

Pour les interactions colinéaires de QAP dans un réseau 1D, la période Λ nécessaire pour atteindre l'accord de phase est calculée en utilisant la forme scalaire et ce, en tenant compte de l'amplitude du VRR. L'accord de phase parfait d'un processus paramétrique quadratique est vérifié si $\Delta k = 0$, le VRR est assujéti à la condition :

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i \quad (1.29)$$

Pour les interactions non-colinéaire, l'accord de phase s'exprime par :

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i - \mathbf{K} \quad (1.30)$$

L'équation 1.30 montre que le QAP peut être comparable à l'accord de phase pour un bon choix du vecteur \mathbf{K} . La Figure I.9 illustre deux configurations colinéaire et non-colinéaire du QAP. Il est intéressant de maîtriser la génération des longueurs d'onde du signal et d'idler en fonction de la longueur d'onde de la pompe en choisissant la période Λ du réseau 1D.

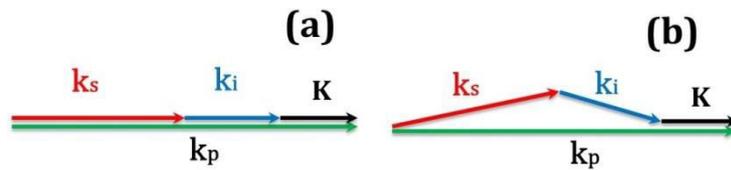


Figure I.9. Interactions paramétriques de QAP pour les configurations a) colinéaire and b) non-colinéaire.

Les équations de conservation d'énergie et d'accord de phase peuvent être écrites sous la forme :

$$\frac{n(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{n(\lambda_i, T)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda} = 0 \quad (1.31)$$

L'équation 1.31 montre la flexibilité du processus de QAP en termes de longueurs d'onde générées qui pourraient être contrôlées en changeant soit la longueur d'onde de la pompe soit la température ou la période du réseau.

I.4.2.2. Variation de la longueur d'onde pompe

Les fluctuations de la longueur d'onde de pompe pourraient influencer sur la précision de nos mesures en changeant les conditions de l'accord de phase dans le cristal. La figure I.10 illustre la variation des longueurs d'onde signal et Idler en fonction de la longueur d'onde de pompe, dans un cristal PPLT-1D d'une période $\Lambda = 8.52 \mu m$ à $T=110^\circ C$. Dans ce cas, une fluctuation de pompe $\Delta \lambda_p = 10 nm$ induit une variation de longueurs d'onde $\Delta \lambda_s = 205 nm$ et $\Delta \lambda_i = 510 nm$ pour le signal et l'idler, respectivement.

Il est important de connaître la stabilité spectrale des sources utilisées afin d'estimer l'incertitude spectrale de nos résultats.

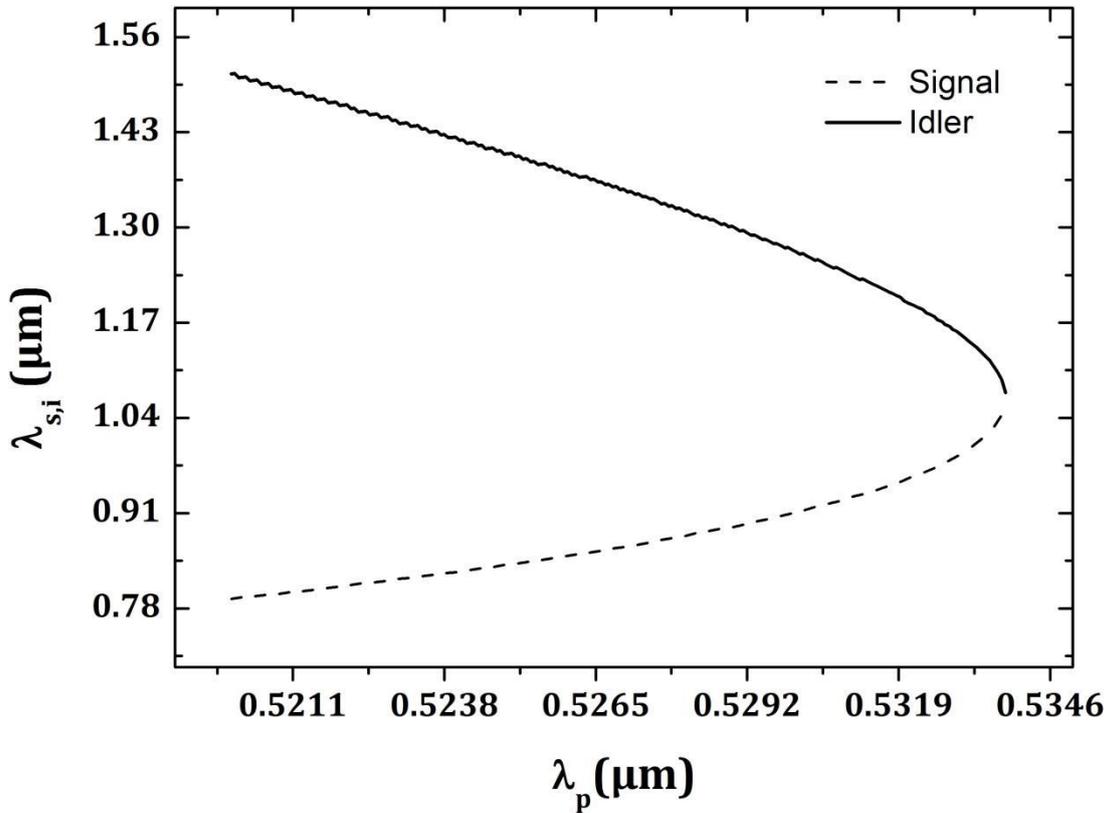


Figure I.10. Variation des longueurs d'onde Signal et idler en fonction de la longueur d'onde de pompe, pour un cristal PPLT -1D ayant $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$ à $T=110^\circ\text{C}$.

I.4.2.3. Variation de la période du réseau

Cette variation a un effet direct sur la largeur spectrale des faisceaux générés. Les ondes en interaction non colinéaire à l'intérieur du cristal voient, différemment, la période du réseau. Plus le faisceau de la pompe est divergent, plus les processus de QAP non colinéaire sont satisfaits avec des périodes du réseau grandes par rapport à celle de la direction colinéaire.

La figure I.11 montre la variation des longueurs d'onde Signal et Idler en fonction de la période du réseau 1D du cristal PPLT à $T=110^\circ\text{C}$, pour une pompe $\lambda_p = 532 \text{ nm}$. Dans ce cas, une variation de période dans l'intervalle $[6.66 - 9.84] \mu\text{m}$ engendre une variation de longueurs d'onde $\Delta\lambda_s = 350 \text{ nm}$ et $\Delta\lambda_i = 2010 \text{ nm}$ pour le signal et l'idler, respectivement.

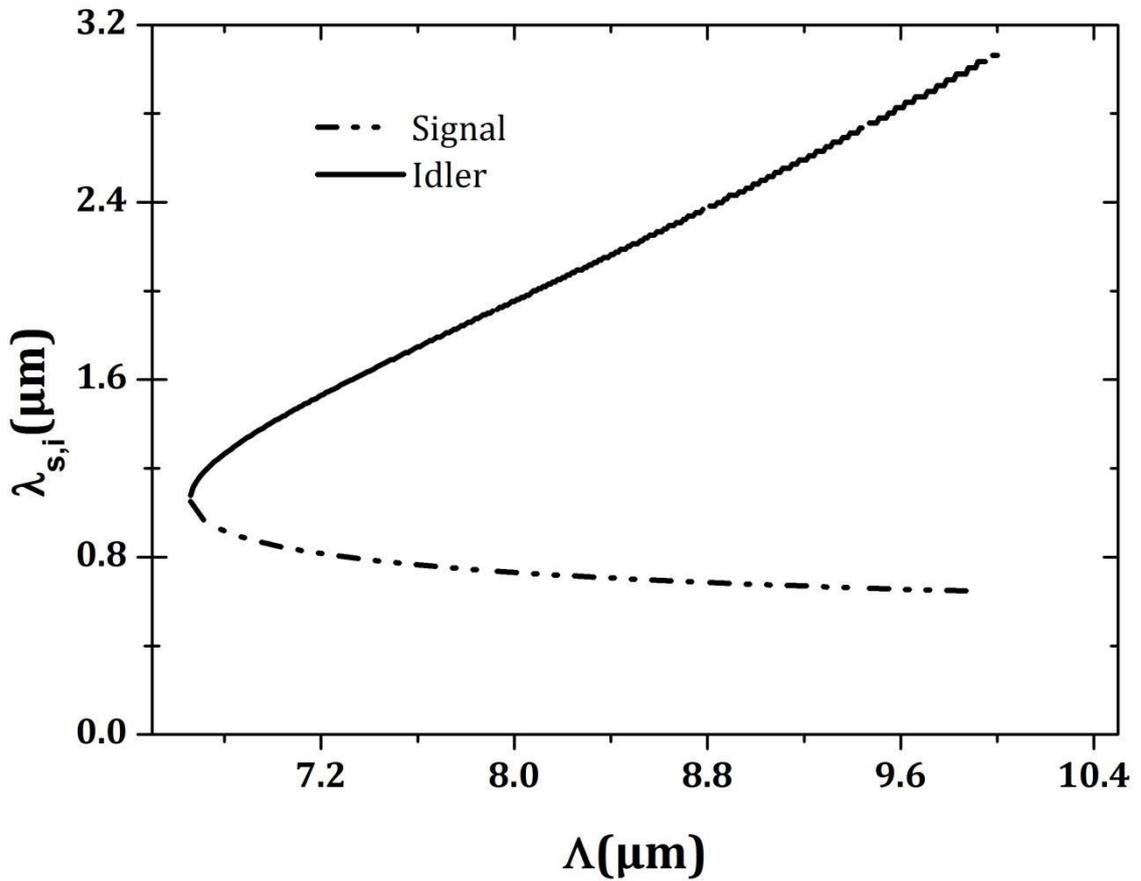


Figure I.11. Variation des longueurs d'onde Signal et Idler en fonction de la période du réseau 1D d'un cristal PPLT à $T=110^{\circ}\text{C}$, pour $\lambda_p = 532 \text{ nm}$.

I.4.2.4. Variation de la température

L'indice de réfraction du matériau dépend de la température pour laquelle la condition de QAP est vérifiée. Ceci implique, la variation de la période du réseau à travers l'expansion thermique. Pour le Tantale de Lithium, l'indice de réfraction est donné par [36] :

$$n_e^2(\lambda, T) = A + \frac{B + b(T)}{\lambda^2 - [C + c(T)]^2} + \frac{E}{\lambda^2 - F^2} + D\lambda^2 \quad (1.32)$$

Avec λ , T sont la longueur d'onde et la température dont l'unité de mesure est μm et $^{\circ}\text{K}$, respectivement. $A=4.514261$; $B=0.011901$; $C=0.110744$; $D=-0.023232$; $E=0.076144$; $F=0.195596$; $b(T) = 1.82194 \times 10^{-8}T^2$ et $c(T) = 1.5662 \times 10^{-8}T^2$.

L'effet de l'expansion thermique du Tantallate de Lithium sur la période du réseau est décrit par [37] :

$$\Lambda(T) = \Lambda(20^{\circ}\text{C}) \left[1 + 1.6 \times 10^{-5} (T - 20^{\circ}\text{C}) + 7 \times 10^{-9} (T - 20^{\circ}\text{C})^2 \right] \quad (1.33)$$

La simulation de la variation des longueurs d'onde Signal et Idler en fonction de la variation de la température dans l'intervalle [80-160] est présentée dans la figure I.12 °C. La variation des longueurs onde est une fonction autonome descendante pour le Signal et ascendante pour l'Idler.

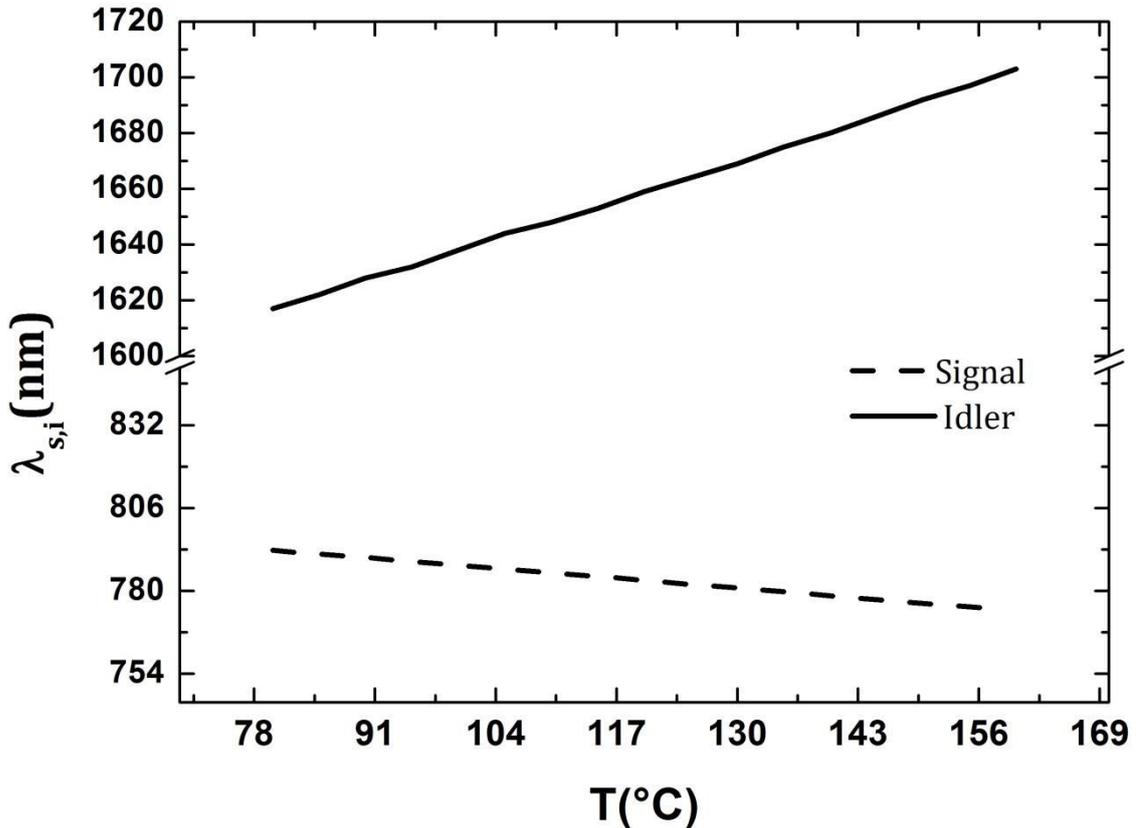


Figure I.12. Variation des longueurs d'onde Signal et Idler en fonction de la Température du cristal PPLT -1D , $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$ pour $\lambda_p = 532 \text{ nm}$.

La figure I.13 illustre la variation de l'indice de réfraction du Tantalate de Lithium en fonction aussi bien de la température (T) que de la longueur d'onde de pompage (λ_p). La variation de cet indice de réfraction en fonction de la température est une fonction monotone décroissante. Ceci dit, le choix tant de la température que de la longueur d'onde de pompage est primordiale pour assurer un accord de phase parfait dans le matériau non linéaire.

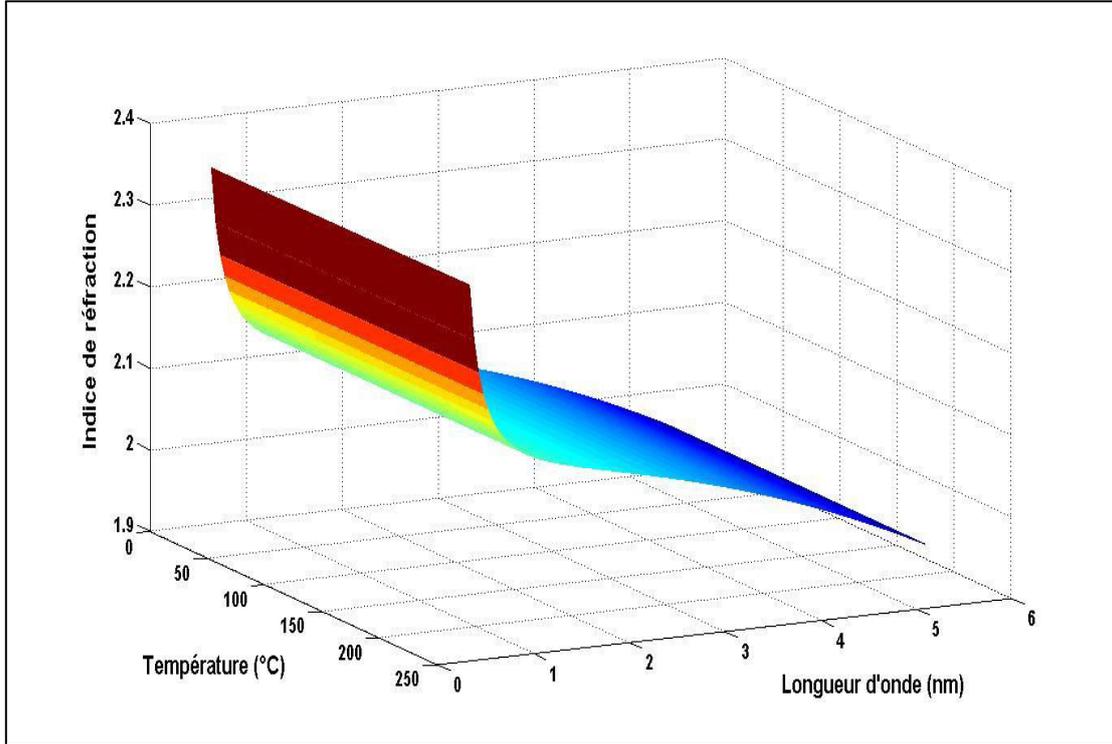


Figure I.13 : Représentation 3D de la variation de l'indice de réfraction de Tantalate de Lithium (LiTaO_3) en fonction de la température et de la longueur d'onde de la pompe.

I.4.2.5. Le gain paramétrique optique

Dans un processus GPO-1D, après la propagation du signal dans un matériau quadratique non linéaire d'une longueur L , le gain paramétrique optique peut s'exprimer par :

$$\begin{aligned}
 g_s(L) &= \frac{|A_s(L)|^2}{|A_s(0)|^2} - 1 \\
 &= \Gamma^2 \frac{\sinh^2 \left(L \sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2} \right)}{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}
 \end{aligned} \tag{1.34}$$

Si $\Gamma \ll \Delta k/2$, l'équation 1.31 se réduit à :

$$g_s(L) \Big|_{\Gamma \text{ petit}} = \Gamma^2 L^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) \tag{1.35}$$

Si l'accord de phase Δk est faible, l'intensité du signal est proportionnelle au carré de la longueur "L" du matériau non linéaire. Toutefois, si $\Gamma \gg \Delta k/2$, l'accord de phase Δk est négligeable et l'intensité du signal dépendra de l'exponentiel de la longueur "L ":

$$g_s(L) \Big|_{\Gamma \text{ grand}} = \frac{1}{4} e^{2\Gamma L} \quad (1.36)$$

Afin d'atteindre l'efficacité maximale de conversion du signal, le régime de QAP décrit par l'équation 1.32 est recommandé [14]. Le gain paramétrique augmente exponentiellement avec la longueur du matériau non linéaire et l'intensité de la pompe. Cette dernière affecte le gain à travers Γ où le déphasage " Δk " devrait être faible.

En résumé, les longueurs d'onde générées du processus de la génération paramétrique optique dans un réseau 1D sont, fortement, liées à la satisfaction de la loi de conservation d'énergie et celle des moments. Le bon choix de la période " Λ " et du rapport cyclique " D " permet d'avoir une efficacité maximale pour générer ces longueurs d'onde.

I.5. Réalisation des structures périodiquement polarisées

Nous avons montré, dans la section précédente, que la conversion de fréquence par le processus de QAP nécessite une modulation périodique du coefficient non linéaire du matériau. Ce type de modulation a été étudié pour la première fois par Miller et Savage en 1959 [23]. Nous allons présenter les techniques qui permettent d'obtenir cette modulation en définissant les motivations de leur choix. Le niobate de lithium (LiNbO_3) et le tantalate de lithium (LiTaO_3) sont des candidats préférés pour la réalisation de structures périodiquement polarisée (PP). D'une manière générale, plusieurs techniques permettent l'inversion de la polarisation spontanée qui peuvent être électriques, physico-chimiques ou par irradiation par faisceau d'électrons [25]. Nous pouvons classer les techniques de retournement de la polarisation en deux méthodes de polarisation durant la croissance et post-croissance [24,25]

I.5.1. Polarisation durant la croissance

Cette méthode permet de fabriquer un cristal périodiquement polarisé à l'origine. Nous pouvons citer principalement deux méthodes de croissance monocristal permettant de réaliser les structures PP : La LHPG (laser heated pedestal growth) et la méthode de Czochralsky. Nous allons les présenter en rappelant leurs caractéristiques et leur adaptation à la réalisation de réseaux pour le QAP.

I.5.1.1. Méthode LHPG

Elle est basée sur la fusion par un laser CO₂ à 10.6 μm d'un barreau de poudre comprimée ou d'un barreau mono ou polycristallin du matériau à faire croître. Le tirage de la fibre cristalline se fait d'une manière proche de celui des fibres en silice. Le conditionnement de l'orientation du cristal est faisable en variant les conditions de ce tirage, en matière de sa vitesse et de composition de l'atmosphère. La variation périodique de ces conditions permet d'obtenir des structures PP [24].

I.5.1.2. Czochralsky

C'est la méthode la plus répandue pour la fabrication de monocristaux de grandes dimensions et de qualité optique. Elle nécessite un contrôle précis des conditions de croissance afin d'avoir la phase et l'orientation souhaitées [24]. Une série de croissance provoquée par des variations locales de composition avaient été établies par Bermudez *et al.* [27]. Une technique Czochralsky dite excentrée "off-centred" avait été utilisée pour obtenir cette série de croissance parce que le cristal tourne autour d'un axe ellipsoïde dû au gradient de température. La création des domaines périodiques de polarisation opposés est réalisée lors du refroidissement.

Les techniques de polarisations durant la croissance sont importantes en vue de l'utilisation du cristal juste après sa fabrication. La reproductibilité dégradée, les faibles performances et la mise en place difficile sont les principaux inconvénients de cette méthode.

I.5.2. Polarisation post-croissance

Le processus utilisé doit permettre la réalisation d'une structure périodique homogène sur une grande longueur et ne doit pas altérer la transparence et la non linéarité du cristal. Il existe plusieurs variantes de cette technique.

Par exemple, il est possible de recouvrir la surface (Z^+) du cristal par un réseau de silice puis d'élever la température pour atteindre une valeur proche de la température du Curie. Ceci provoque une exo-diffusion d'ions. Le défaut qui en résulte à l'intérieur du matériau a pour effet d'abaisser la température de Curie ce qui implique le renversement de la polarisation [21].

Webjörn et *al.* [27] ont montré la génération seconde harmonique par QAP dans des structures réalisées par cette technique. Cependant, ils n'ont obtenu que de faibles taux de conversion ($0.1\%/W.cm^2$). Ceci dit, le renversement de domaine n'était pas réalisé assez profondément parce qu'il n'y avait pas une intégrale de recouvrement assez grande avec les modes optiques

L'application de ces méthodes après la croissance cristalline permet de les rendre efficaces et simples par rapport aux méthodes de la polarisation durant la croissance.

I.5.2.1. La diffusion ionique

Elle a été exploitée pour la première fois sur le niobate de lithium par la diffusion de Titane [28]. L'inversion de la polarisation est faisable, seulement, si la diffusion s'effectue sur la face (Z^+) du cristal. Le choix convenable du Titane permet d'avoir une durée de diffusion courte ~ 10 mn, sous une température de diffusion qui devrait être proche de celle de la température de Curie. A cette température, le faible champ électrique créé par le gradient de concentration de Titane est suffisant pour inverser la polarisation spontanée. Le procédé expérimental peut se résumer comme suit [29]:

- Le dépôt d'une couche de résine photosensible sur la face Z^+ du cristal en réalisant un masque par photolithographie ;
- Le dépôt d'une couche de titane d'épaisseur soigneusement choisie ;
- Le rinçage chimique de la résine est la diffusion de Titane dans le four, sous flux d'oxygène.

L'inconvénient majeur de cette technique est la faible efficacité de conversion due au phénomène de diffusion latérale qui diminue la hauteur de modulation. Aussi, la forme triangulaire des allures de domaines affecte le rendement de la conversion.

I.5.2.2. L'échange ionique

Couramment utilisée dans la réalisation des guides ondes [25]. Pour les cristaux LiNbO_3 et LiTaO_3 , cette technique sert à échanger en surface les ions Li^+ du cristal avec les ions H^+ d'un bain acide à une température comprise entre 200 et 300°C, durant quelques minutes jusqu'à quelques heures. A la température de Curie, l'inversion de la polarisation peut se faire, sur, la surface (Z^-) du cristal, en faisant un traitement thermique pendant quelques minutes voire quelques heures. Les temps d'échange ou de recuit déterminent la profondeur de la zone inversée qui pourrait atteindre la centaine de microns. A titre exemple, la réalisation d'une structure PPLN s'effectue de la même manière en utilisant un masque photolithographique.

I.5.2.3. Le bombardement par faisceau d'électrons

En particulier, cette technique a été utilisée avec le niobate de lithium sur la face (Z^-) [30]. A la température ambiante, le retournement a été observé sans application de champ électrique et sur toute l'épaisseur de l'échantillon. Un champ électrique local se crée grâce au bombardement par un faisceau d'électrons en provoquant le déplacement des ions Nb^{5+} et Li^+ [31]. L'inversion de la polarisation est possible si le champ local est de l'ordre du champ coercitif du cristal. Les structures PPLN sont obtenues soit par balayage périodique, soit en isolant périodiquement le cristal par un masque. L'avantage majeur de cette technique est la possibilité de réaliser des pas relativement faibles.

I.5.3. Application de champ électrique (*Electric Poling*)

Cette méthode est la meilleure et la plus utilisée en appliquant le champ électrique par l'intermédiaire d'électrodes déposées sur la surface du cristal. Nonobstant la simplicité de son procédé, de nombreux facteurs peuvent influencer la qualité du réseau de QAP à savoir, la façon dont sont déposées les électrodes, la nature du liquide ou du gel utilisé pour réaliser le contact électrique, la nature des impulsions appliquées sur l'échantillon (tension, courant, etc.) [32].

Les échantillons étudiés dans le cadre de ce travail ont été fabriqués par cette technique.

A la température de Curie du matériau LiNbO_3 , l'application d'un champ électrique, de quelques volts par centimètre, parallèle à l'axe de la polarisation spontanée du matériau, déplacent les ions de Lithium et de niobium en provoquant le retournement de la polarisation. Cette nouvelle polarisation est maintenue en refroidissant le cristal PPLN.

Une autre technique du procédé « electric poling » sert à la réalisation des structures PP en appliquant un champ élevé à la température ambiante. Les valeurs du champ électrique appliqué sont proches du champ de claquage des matériaux de LiNbO_3 et LiTaO_3 [33, 34, 35]. La difficulté rencontrée avec ce procédé est la conductivité du matériau, qui pourrait provoquer la destruction du matériau d'une part et d'autre part, l'endommagement des électrodes à cause de l'application des températures élevées.

I.6. Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons introduit les principes de l'optique non linéaire. Nous avons présenté les différentes techniques de l'accord de phase notamment : l'accord de phase par biréfringence (APB) et le quasi accord de phase (QAP) en présentant l'avantage de ce dernier par rapport l'APB. Les processus de la conversion des fréquences ont été présentés dans les cristaux photoniques non linéaires (CPNL-1D). Le quasi accord de phase QAP a été présenté en mettant en évidence sa performance en matière de gamme de longueurs d'onde générées et de flexibilité.

Par la suite, nous nous sommes intéressés aux différents processus de réalisation des structures périodiquement polarisées notamment en mettant en exergue leurs avantages et inconvénients.

Références :

- [1] T.H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *nature* 187.4736, p 493 (1960).
- [2] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric," *Physical Review* 127.6, p 1918 (1962).
- [3] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, "Generation of optical harmonics," *Physical Review Letters* 7.4, p 118 (1961).
- [4] J. Maxwell, "A dynamical theory of the electromagnetic field," *Scientific papers*, vol. 1, p. 526, 1864.
- [5] N. Bloembergen, "Conservation laws in nonlinear optics," *J. Opt. Soc. Am.* 70, p 1429 (1980).
- [6] M. Levenius, "Optical parametric devices in periodically poled LiTaO₃," *Thèse de Doctorat*, Royal Institute of Technology, Sweden, 2013.
- [7] R.W. Boyd, "Nonlinear Optics," Elsevier Science, 3e edition, 2008.
- [8] A. Yariv, "Quantum Electronics," John Wiley & Sons, Incorporated, 3e edition, 1989.
- [9] A. Yariv and P. Yeh, "Photonics," *Optical electronics in modern communications*," 6th ed. New York: Oxford University Press (2007).
- [10] E. Rosencher and C. Fabre, "Oscillation characteristics of continuous-wave optical parametric oscillators: beyond the mean-field approximation," *J. Opt. Soc. Am. B* 19, p 1107 (2002).
- [11] F. Boitier, "Absorption à deux photons et effets de corrélation quantique dans les semi-conducteurs," *Thèse de doctorat*, Ecole Polytechnique X (2011).
- [12] N. Forget, "Des amplificateurs laser aux amplificateurs paramétriques : études de l'amplification paramétrique à dérive de fréquence et du blocage de modes dans les oscillateurs paramétriques optiques," *Thèse de doctorat*, Ecole Polytechnique (2005).

- [13] J. M. Manley and H. E. Rowe, "Some general properties of nonlinear elements- Part I. General energy relations," Proceedings of the IRE 44.7, p 904 (1956).
- [14] J. A. Giordmaine, "Mixing of light beams in crystals," Physical Review Letters 8.1, p 19 (1962).
- [15] A. Godard , "Sources paramétriques optiques et applications," rapport HDR de l'Université Paris Sud XI, 2016.
- [16] M. M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, and R.L. Byer, "Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances," Quantum Electronics, IEEE Journal of 28 (11), p 2631 (1992).
- [17] P. Yannick, "Nouvelles approches en optique cristalline : distributions angulaires de l'absorption et de l'émission, auto-doublage, quasi-accord de phase angulaire," Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble, 2007.
- [18] P. Yannick, B. Boulanger, P. Segonds, and T. Taira. "Angular quasi-phase-matching," Physical Review A 76.6, p 63817, (2007).
- [19] P. Brand, "Study of 5%MgO:PPLN and CdSiP2 for infrared parametric generation," Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble, 2010.
- [20] R. Miller and A. Savage, "Direct observation of antiparallel domains during polarization reversal in single-crystal barium titanate," Phys. Rev. Lett., vol. 2, p 294, (1959).
- [21] B. Vincent, "Conversion de fréquences dans des guides d'ondes fabriqués par implantation ionique dans des structures périodiquement polarisées de LiNbO₃," Ph.D. dissertation, Université de Metz, (2003).
- [22] A. Boudrioua, Optique intégrée, "Théorie et applications," Hermes Science Publications, (2006).
- [23] G. A. Magel, M. M. Fejer, and R. L. Byer, "Quasi phase matched second harmonic generation of blue light in periodically poled LiNbO₃," Applied Physics Letters, vol. 56, no. 2, p 108, (1990).

- [24] V.Bermúdez, D.Callejo, R.Vilaplan, J.Capmany and E.Diégueza. "Engineering of lithium niobate domain structure through the off-centered Czochralski growth technique," *Journal of crystal growth* 237, p 677, (2002).
- [25] M. Houé and P. D. Townsend, "An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation," *J. Phys. D: Appl. PHYS.* 28, p 1747 (1995).
- [26] K. Nassau, H. J. Levinstein, "Ferroelectric behavior of lithium niobate," *Appl. Phys. Lett.* , 7(3), p 69 (1965).
- [27] F. Laurell, J. Webjorn, G. Arvidsson, J. Holmberg, "Wet etching of proton-exchanged lithium niobate-a novel processing technique," *Lightwave Technology Journal of*, vol. 10, pp. 1606-1609, 1992,
- [28] C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J. L. Decossasa, J. C. Vareille, J. Hauden, "Ferroelectric-domain-inverted gratings by electron beam on LiNbO_3 ," *Materials Science in Semiconductor Processing.* 3, p 405 (2000).
- [29] Alan C. G. Nutt, Venkatraman Gopalan, and Mool C. Gupta, "Domain inversion in LiNbO_3 using direct electron-beam writing," *Appl. Phys. Lett.* 60 (23), p 2828, (1992).
- [30] P. T. Brown, G. W. Rossa, R. W. Eason, A. R. Pogoyanb, "Control of domain structures in lithium tantalate using interferometric optical patterning," *Optics communications* 163, p 310, (1999).
- [31] A. Grisard, E. Lallier, G. Gary and P. Aubert, "Ferroelectric Integrated Optics : Recent developments," *IEEE of Quantum Electronics* 33(10), p 1627, (1997).
- [32] P. W. Haycock and P. D.Townsend, "A method of poling LiNbO_3 and LiTaO_3 below T_c ," *Appl. Phys. Lett.* 48(11), p 698, (1986).
- [33] D. Eger, M. Oron and M. Katz, "Optical characterization of KTiOPO_4 periodically segmented waveguides for second-harmonic generation of blue light," *J. Appl. Phys.* 74 (7), p 4298, (1993).
- [34] A. Bruner, D. Eger, M. Oron, B. Blau, P. Katz, and S. Ruschin, "Temperature-dependent sellmeier equation for the refractive index of stoichiometric lithium tantalate," *Optics Letters*, vol. 28, p. 194, (2003).

- [35] Y. S. Kim and R. T. Smith, "Thermal expansion of lithium tantalate and lithium niobate single crystals," *Journal of Applied Physics*, vol. 40, p. 4673, (1969).
- [36] M. Maldovan and E. L. Thomas, "Periodic Materials and Interference lithography: for Photonics, Phononics and Mechanics," Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., 2009.
- [37] D. N. Nikogosyan, "Nonlinear optical crystals," Springer, 2005.
- [38] T. Maker and S. Nisenoff, "Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics," *Phys. Rev. Letters*, vol. 8, no. 1, p. 21, (1962).
- [39] J. Maxwell, "A dynamical theory of the electromagnetic field," *Scientific papers*, vol. 1, p. 526, (1864).
- [40] R. L. Sutherland, D. G. McLean, and S. Kirkpatrick, "Handbook of Nonlinear Optics," 2nd Edition. Marcel Dekker INC, 2003.
- [41] P. A. Franken and J. F. Ward, "Optical harmonics and nonlinear phenomena," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 35, p 23, (1963).
- [42] Y. R. Shen, "The principles of nonlinear optics," New York : John Wiley and Sons, 1984.
- [43] D. Eger, A. Bruner, A. Englander, and P. Shaier, "Green pumped opg in periodically poled stoichiometric lithium tantalate," in CThG6, CLEO, Ed., 2006.
- [44] C. McGowan, D. T. Reid, Z. E. Penman, M. Ebrahimzadeh, W. Sibbett, and D. H. Jundt, "Femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, p. 694, (1998).
- [45] L. Peng, H. M. Wu, A. Kung, and C.-M. Lai, "Fabrication and Characterization of Self-Assembled Ferroelectric Linear and Nonlinear Photonic Crystals : GaN and LiNbO₃," ch 2,p 21, (2009).
- [46] G. Godefroy, "Ferroélectricité," *Techniques de l'Ingenieur, Traite d'Electronique*, vol. E1870, p 1, (1996).

- [47] K. Kitamura, Y. Furukawa, K. Niwa, V. Gopalan, and T. Mitchell, "Crystal growth and low coercive field 180° domain switching characteristics of stoichiometric LiTaO₃," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, p. 1073, (1998).
- [48] C. Giacovazzo, H. Monaco, G. Artioli, D. Viterbo, G. Ferraris, G. Gilli, G. Zanotti, and M. Catti, "Fundamentals of crystallography," 2nd edition. University Press, Oxford, 2002.

CHAPITRE II :

ETUDE NUMERIQUE DES MECANISMES D'INTERACTION DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES NON LINEAIRES.

II.1. Introduction

Une première partie de ce chapitre est consacrée à la définition des cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions (CPNL-2D), en décrivant les principes de conception des réseaux 2D qui s'appuient sur les cinq réseaux de Bravais.

L'Optimisation de l'efficacité de conversion dans le processus de la génération paramétrique sera présentée dans la deuxième partie. Nous étudierons les paramètres déterminant pour une efficacité maximale, à savoir : le type du réseau 2D, le motif, le pas et le taux de remplissage du réseau. Un aperçu sur le processus de fabrication des cristaux CPNL-2D sera donné à la fin de cette partie.

La troisième partie s'articulera sur l'étude théorique du gain paramétrique optique en faisant appel à des études antérieures sur l'augmentation du gain par la génération paramétrique commune (signal et/ou idler commun). La quatrième partie rapporte l'étude de l'acceptance qui nous servira dans le prochain chapitre.

II.2. Cristal photonique non linéaire bidimensionnel

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le quasi accord de phase (QAP) dans les CPNL-1D est basé sur la modulation périodique de leur susceptibilité quadratique $\chi^{(2)}$. Ces CPNL ont été largement exploités dans l'étude de générateurs paramétriques optiques [1] amplificateurs et oscillateurs [2,3].

En 1998, Berger a proposé, pour la première fois, l'idée d'une extension spatiale du degré de liberté des processus QAP en utilisant les réseaux 2D [4]. Ces derniers ne sont rien d'autre que les cinq réseaux de Bravais qui sont définis par la physique des solides [5]. Ary *et al.* [6] ont analysé l'impact du réseau 2D sur l'efficacité de conversion en démontrant qu'elle dépend de la taille et de la forme du motif du réseau.

II.2.1. Principe

Les CPNL-2D sont des structures quadratiques non-linéaires bidimensionnelles avec une susceptibilité $\chi^{(2)}$ périodique dans le plan (x, y) du cristal, dont le pas est "a" et le rayon du motif est "R", comme le montre la Figure II.1. En principe la susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ reste constante dans tout le matériau. Par contre, le signe de la susceptibilité de second ordre $\chi^{(2)}$ est périodiquement inversé. La fabrication de structures périodiquement polarisées dans ce type de cristaux consiste à réaliser une structure composée de domaines ferroélectriques de polarisation spontanée opposée d'une zone à une autre comme illustré sur la Figure II.1.

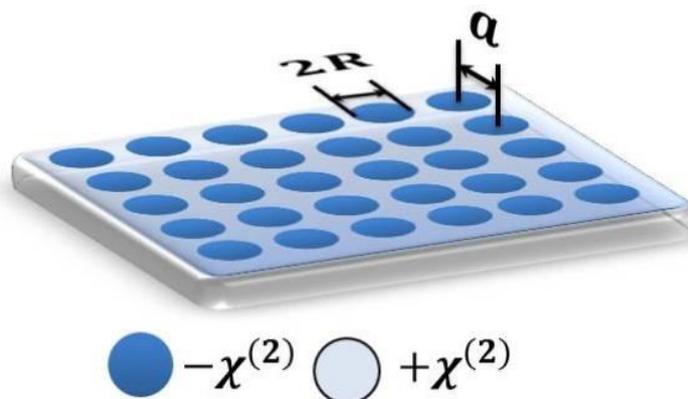


Figure II.1. Schéma d'un réseau carré ayant un motif circulaire avec un taux de remplissage $D = R/a$ implanté dans un CPNL.

La fabrication de ces structures est basée essentiellement sur la technique d'application du champ électrique « Electric poling » exposé dans le chapitre précédent. La seule différence consiste à utiliser un masque bidimensionnel.

La première étude théorique de ce type de CPNL a été rapportée en 1998 par V. Berger [1]. Ce dernier démontra que les résonances de l'accord de phase dans un réseau 2D obéissent à la loi de Bragg et peuvent être obtenus par la construction d'Ewald. Les matériaux non linéaires quadratiques les plus utilisés pour la réalisation de CPNL-2D sont le niobate de lithium ($LiNbO_3$ ou *LN*) et le Tantalate de lithium ($LiTaO_3$ ou *LT*) pour avoir du PPLN (*PeriodicallyPoled Lithium Niobate*) et du PPLT (*PeriodicallyPoled Lithium Tantalate*) – 2D. Ces deux matériaux sont importants d'une part, grâce à leurs larges gammes de transparence optique qui sont [350-4500] nm et [280-5500] nm pour le LN et le LT, respectivement, et d'autre part, grâce à leur coefficient non linéaires d_{33} élevé qui est 33 pm/V @1064 nm et 21 pm/V @1064 nm pour le LN et le LT, respectivement.

II.3. Conception d'un réseau 2D

La périodicité bidimensionnelle permet d'augmenter le degré de liberté des vecteurs du réseau réciproque (VRR) impliqués dans le processus de la génération paramétrique optique. Aussi, les réseaux 2D permettent d'avoir des QAP multiples en mettant en exergue la génération multilongueurs d'onde, ce qui a été démontré expérimentalement dans les travaux [2-4]. Cependant, le coefficient non linéaire effectif d_{eff} du réseau 2D est généralement réduit par rapport au réseau 1D, comme on verra plus tard dans ce chapitre. Berger a démontré que ces nouveaux CPNL-2D pourraient trouver des applications pour les sources accordables ou de large bande et ce, du fait que plusieurs processus de QAP peuvent être, simultanément, réalisés [1].

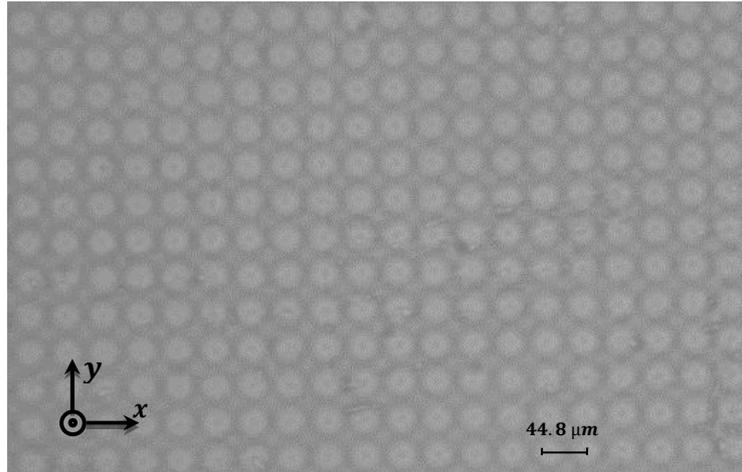


Figure II.2. Image microscopique d'un réseau carré du cristal PPLT,
 $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$, $D = 38\%$.

La génération multilongueurs d'onde a été démontrée, expérimentalement, pour la première fois dans un niobate de lithium périodiquement polarisé (PPLN), en utilisant des sources lasers à bande étroite [5]. Les processus paramétriques $\chi^{(2)}$ peuvent devenir concurrents grâce au réseau 2D en atteignant un gain paramétrique de conversion proche de celui d'un réseau 1D [6,7].

Comme le montre la physique des solides [8], les structures périodiques 2D présentent les cinq réseaux de Bravais : carrée, hexagonal, rectangulaire, oblique et centré-rectangulaire (la Figure II.3). Tout point du réseau est défini comme la terminaison du vecteur du réseau réciproque écrit à l'aide des vecteurs primitifs du réseau.

Dans la première démonstration expérimentale de CPNL-2D par Broderick [5], le réseau hexagonal a été fabriqué dans le niobate de lithium (LiNbO_3), et le motif était également hexagonal.

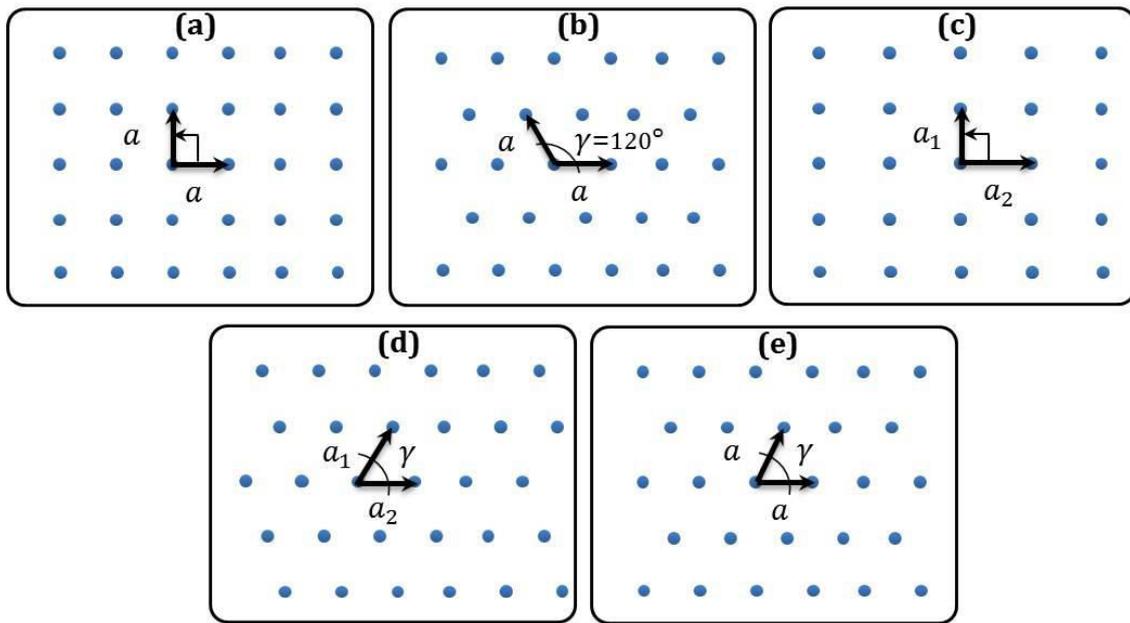


Figure II.3. Différents types des réseaux de Bravais a) Carrée b) Hexagonal c) Rectangulaire d) Oblique e) Centré-rectangulaire.

La conception optimale un CPNL-2D implique de maximiser l'efficacité de conversion pour un réseau donné. Cette efficacité est fortement dépendante de la forme et la taille du motif, ainsi que l'ordre du processus de quasi-accord de phase (QAP). Une étude systématique de la dépendance de l'efficacité de paramètres de la structure 2D a été présentée par A. Arie [10]. Ce dernier a calculé l'efficacité de conversion des structures constituées par les cinq réseaux de Bravais et en déterminant le rayon optimal des motifs circulaires, rectangulaires [10] et hexagonaux [11]. D'autres travaux ont discuté l'effet du motif elliptique et son orientation dans le cas d'un réseau carré [12]. En effet, l'efficacité de conversion pour les deux réseaux, hexagonal et carré, avec un motif circulaire a déjà été étudiée par Wang et Gu [16]. Nous notons que pour la communauté des cristaux photoniques, un réseau " hexagonal " est ce que l'on appelle un réseau "triangulaire".

Comme dans le cas de la physique des solides, il est essentiel d'utiliser le réseau réciproque car il permet d'étudier aisément la propagation des ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques non linéaires.

Un réseau à deux dimensions est défini par ces deux vecteurs primitifs a_1 et a_2 en formant une base euclidienne. Dans ce cas, chaque point du réseau réel est défini par :

$$\mathbf{r}_{m,n} = m\mathbf{a}_1 + n\mathbf{a}_2 \quad m,n \in \mathbf{Z}^2 \quad (2.1)$$

Ce réseau peut être représenté par la fonction de distribution de Dirac suivante :

$$q(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{m,n}) = \sum_{m,n} \delta(\mathbf{r} - m\mathbf{a}_1 - n\mathbf{a}_2) \quad (2.2)$$

Il est à noter que l'équation 2.2 est une extension de l'expression d'un réseau 1D qui s'écrit par $q(r) = \sum_{m,n} \delta(x - m\Lambda\hat{x})$ où Λ est la période de ce réseau 1D. Le réseau réel peut être converti en un cristal photonique non-linéaire par la convolution des points du réseau avec le motif y afférent. Dans le cas d'un motif circulaire, défini par un coefficient non linéaire d_{33} positif, les points du réseau réel seront représentés par ce motif. Néanmoins, ce coefficient non linéaire est nul ou d'un signe négatif sur le reste du matériau (ailleurs du motif). Les fonctions définissant les motifs circulaires et rectangulaires ont été présenté par [10]. La surface du réseau est limitée par la taille physique du cristal non linéaire et par la surface effective d'interaction. Pour le motif circulaire avec un rayon R , la fonction de motif s'exprime par:

$$s(\mathbf{r}) = \text{circ}\left(\frac{r}{R}\right) = \begin{cases} 1 & r < R \\ -1 & r > R \end{cases} \quad r = |\mathbf{r}| = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (2.3)$$

Dans le cas d'un motif rectangulaire d'une longueur " L " et d'une largeur " l ", la fonction de surface s'écrit [10]:

$$a(\mathbf{r}) = a(x,y) = \text{rect}\left(\frac{x}{L}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{l}\right) \quad (2.4)$$

Sachant que la fonction rect est définie par :

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1 & |x| < 1/2 \\ 0 & |x| > 1/2 \end{cases} \quad (2.5)$$

Le tenseur diélectrique non linéaire dans un CPNL-2D peut s'écrire, aussi, comme suit :

$$\chi_{i,j}^{(2)}(\mathbf{r}) = 2d_{i,j} \times g(\mathbf{r}) \quad (2.6)$$

Où d_{ij} est la valeur du coefficient non linéaire dans un plan cartésien et $g(r)$ est la fonction normalisée définissant la dépendance de la fonction du coefficient non linéaire de l'espace.

D'une manière similaire à l'analyse des cristaux de la physique des solides [8], il est important de définir le réseau réciproque, en utilisant ses vecteurs primitifs définis par :

$$\mathbf{a}_i \mathbf{b}_j = 2\pi \delta_{i,j} \quad (2.5)$$

Où $\delta_{i,j}$ est la distribution de Dirac.

Alors, le vecteur du réseau réciproque (VRR) peut s'écrire comme suit :

$$\mathbf{K}_{m,n} = m \cdot \mathbf{b}_1 + n \cdot \mathbf{b}_2 \quad (2.6)$$

On peut dire que la fonction définissant le réseau réciproque est la transformé de Fourier de la fonction du réseau réel :

$$Q(f) = \frac{(2\pi)^2}{A_{CP}} \sum_{m,n} \delta(K - K_{m,n}) \quad \mathbf{K} = |\mathbf{K}| = \sqrt{K_x^2 + K_y^2} \quad (2.7)$$

avec $A_{CP} = |a_{1x}a_{2y} - a_{1y}a_{2x}|$ est la surface de la cellule primitive du réseau réciproque définie par [14]. Le motif et la fonction de surface dans un réseau réciproque sont donnés par la transformée de Fourier des deux fonctions " $s(\mathbf{r})$ " et " $a(\mathbf{r})$ ", respectivement. Pour un motif circulaire, nous pouvons, analytiquement, écrire la transformé de la fonction de surface par :

$$S(\mathbf{G}) = \frac{4\pi R}{K} J_1(RK) \quad (2.8)$$

où J_1 est la fonction de Bessel de premier ordre. De même pour un motif rectangulaire, l'équation 2.4 devient :

$$A(\mathbf{K}) = L.l. \operatorname{sinc}\left(\frac{L.K_x}{2}\right) \cdot \operatorname{sinc}\left(\frac{L.K_y}{2}\right) \quad (2.9)$$

La description générale de la modulation du réseau réciproque est donnée par la fonction F :

$$F(\mathbf{G}) = A(\mathbf{G}) \otimes Q(\mathbf{G}) \cdot S(\mathbf{G}) \quad (2.10)$$

avec \otimes l'opérateur de convolution.

Dans le cas où cette surface est infinie (" L " et " l " sont suffisamment grand par rapport aux dimensions de la cellule primitive), la relation entre les coefficients de Fourier et les vecteurs du réseau réciproque (VRR) peut s'écrire par :

$$F_{m,n} = \frac{1}{A_{sp}} S(\mathbf{K}_{m,n}/2\pi) \quad (2.11)$$

avec "S" est la fonction du motif définie par [10]. Cette équation montre l'effet du réseau réciproque, de motif et de l'ordre de QAP sur les coefficients de Fourier. La variation du coefficient non linéaire peut s'écrire par :

$$d(x, y) = d_{33} \sum_{m,n} F_{m,n} \exp(i\mathbf{K}_{m,n} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.12)$$

Le module de ce coefficient non linéaire est tributaire des coefficients de Fourier, comme le montre l'équation 2.12. Ceci implique que l'efficacité de conversion dépend de la géométrie du réseau (via sa surface de la cellule primitive), du motif (via la transformé de Fourier de la fonction du motif) et de l'ordre du quasi-accord de phase m, n .

II.4. Equations des ondes couplées dans un réseau 2D

Comme dans un réseau 1D, le coefficient non linéaire peut être inclus dans les équations d'onde couplées en modifiant le désaccord de phase $\Delta\mathbf{K}$ et le coefficient non linéaire d_{33} . Dans le cas des interactions non-colinéaires, ce désaccord de phase modifié $\Delta\mathbf{K}$ est le même pour un réseau 2D et 1D (Eq.1.26), sauf que les vecteurs du réseau réciproque (VRR) pourraient être non colinéaires. Pour les interactions quasi-colinéaires, les équations des ondes couplées de l'Eq.1.8, de la section I.3, restent valables pour décrire ces interactions paramétriques.

Pour démontrer les équations des ondes couplées, dans un réseau 2D, l'Eq.1.20 peut s'écrire par :

$$\frac{dA_i}{dx} = i \frac{\omega_i}{n_i c} A_2 A_3 d_{33} \sum_{m=-\infty}^{\infty} F_{m,n} \exp(-i[\Delta\mathbf{K} - \mathbf{K}_{m,n}] \cdot \mathbf{r}) \quad (2.13)$$

Où $A_i, i \in \{1,2,3\}$ sont les amplitudes des ondes en interactions.

Dans le cas du processus de la génération paramétrique optique, les interactions du signal, de l'idler et de la pompe peuvent s'exprimer, à partir de l'Eq.2.13, par les équations couplées suivantes :

$$\begin{cases} \frac{dE_p(x)}{dx} = -i \frac{2\mu_0\omega_p^2}{k_p} \cdot d_{33}(r) E_s(x) E_i(x) \exp(i\Delta K \cdot r) \\ \frac{dE_s(x)}{dx} = -i \frac{2\mu_0\omega_s^2}{k_s} \cdot d_{33}(r) E_p(x) E_i^*(x) \exp(i\Delta K \cdot r) \\ \frac{dE_i(x)}{dx} = -i \frac{2\mu_0\omega_i^2}{k_i} \cdot d_{33}(r) E_p(x) E_s^*(x) \exp(i\Delta K \cdot r) \end{cases} \quad (2.14)$$

La condition sur l'accord de phase décrite par l'Eq.2.14 peut s'exprimer par :

$$\Delta \mathbf{K} \rightarrow \Delta \mathbf{K} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2 - \mathbf{K}_3 - \mathbf{K}_{m,n} \quad (2.15)$$

Aussi, le coefficient non linéaire d_{33} peut s'écrire comme suit :

$$d_{33}(r) = d_{33} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_{m,n} \exp(iK_{m,n} \cdot r) \quad (2.16)$$

Dans le cas de la non-déplétion de la pompe ($E_p(x)$ est constante), l'Eq.2.14 permet d'écrire [17]:

$$\frac{d^2 E_s(x)}{dx^2} = \frac{4\mu_0^2 \omega_s^2 \omega_i^2 d_{33}^2 |E_p|^2}{k_s k_i} \cdot |F_{m,n}|^2 E_s(x) \quad (2.17)$$

Sachant que $E_i(0) = 0$, la solution de l'Eq. 2.17 peut s'écrire en fonction du gain paramétrique optique "g" par :

$$E_s(x) = E_s(0) \cosh(g \cdot x) \quad (2.18)$$

avec :

$$g = \frac{2\mu_0 \omega_s \omega_i d_{33} |E_p|}{k_s k_i} \cdot |F_{m,n}| \quad (2.19)$$

Cela dit, l'Eq. 2.19 remplace l'expression standard du gain paramétrique optique pour l'interaction de l'accord de phase par biréfringence, dont le coefficient non linéaire effectif $d_{eff} = |F_{m,n}| d_{33}$.

II.5. Conception et réalisation du cristal non linéaire quadratique 2D.

Le bon choix du réseau 2D en termes de période $\Lambda_{x,y}$ et de taux de remplissage "D" permet d'avoir une efficacité de conversion "η" optimale. Ceci dit, chaque type de motif permet d'avoir un type de réseau adéquat qui offre une meilleure

efficacité " η ". Cette efficacité dépend du coefficient de Fourier $F_{m,n}$ et de la susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$.

II.5.1. Définition des vecteurs primitifs et des coefficients de Fourier

Etant donné un réseau réciproque 2D défini par ces vecteurs \mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 qui sont en fonction des vecteurs primitifs \mathbf{a}_1 et \mathbf{a}_2 du réseau réel par :

$$\begin{cases} \mathbf{a}_1 = (a_1, 0) , \mathbf{a}_2 = (a_2 \cos \gamma, a_2 \sin \gamma) \\ \mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a_1} \left(1, -\frac{1}{\tan \gamma} \right) , \mathbf{b}_2 = (a_2 \cos \gamma, a_2 \sin \gamma) \end{cases} \quad (2.18)$$

Le tableau.2.1 montre l'expression générale des vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{b}_{1,2}$ et du réseau réel $\mathbf{a}_{1,2}$ ainsi que la surface de la cellule primitive \mathbf{A}_{CP} pour les cinq réseaux de Bravais, montrés dans la Figure II.3 [10]. Aussi, les coefficients de Fourier sont donnés dans le tableau 2.2 pour chaque type de réseau de Bravais et ce, pour les deux motifs circulaire et rectangulaire. Les coefficients du motif circulaire dépendent de la fonction J_1 (voir à l'Eq.2.8). En outre, ils sont dépendants de la fonction *sinc* (voir l'Eq2.9). Ces coefficients sont définis pour le cas d'un domaine inversé. Le matériau non linéaire $\chi^{(2)}$ a une polarité inversée par rapport à celle du motif. Si le matériau a une non-linéarité quadratique nulle, tous les coefficients de Fourier seront multipliés par $\frac{1}{2}$. Dans le cas des matériaux isotropiques, le motif circulaire offre une meilleure efficacité de conversion par rapport aux autres types de motif [15]. Par contre, le motif rectangulaire est très utilisé pour les matériaux anisotropes [16].

Tableau III-1. Vecteurs primitifs, VRR et surface primitive pour les cinq réseaux de Bravais

| Type du réseau | Coefficient de Fourier |
|-------------------------------|--|
| a) motif circulaire | |
| Carrée | $F_{m,n} = \frac{2R}{a\sqrt{m^2+n^2}} J_1 \left(\frac{2\pi}{a} R\sqrt{m^2+n^2} \right)$ |
| Hexagonal | $F_{m,n} = \frac{2R}{a\sqrt{m^2+n^2+mn}} J_1 \left(\frac{4\pi}{a\sqrt{3}} R\sqrt{m^2+n^2+mn} \right)$ |
| Rectangulaire | $F_{m,n} = \frac{2R}{\sqrt{(ma_2)^2+(na_1)^2}} J_1 \left(2\pi R \sqrt{\left(\frac{m}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{n}{a_1}\right)^2} \right)$ |
| Oblique | $F_{m,n} = \frac{2R}{\sqrt{a_1 a_2} \sqrt{\frac{m^2 a_2}{a_1} + \frac{n^2 a_1}{a_2} - 2mn \cos \gamma}} J_1 \left(\frac{2\pi R}{\sin \gamma \sqrt{a_1 a_2}} \sqrt{\frac{m^2 a_2}{a_1} + \frac{n^2 a_1}{a_2} - 2mn \cos \gamma} \right)$ |
| Centré-rectangulaire | $F_{m,n} = \frac{2R}{a\sqrt{m^2+4n^2 \cos^2 \gamma - 4mn \cos^2 \gamma}} J_1 \left(\frac{2\pi R}{a \sin \gamma} \sqrt{m^2+4n^2 \cos^2 \gamma - 4mn \cos^2 \gamma} \right)$ |
| b) motif rectangulaire | |
| Carrée | $F_{m,n} = \frac{2XY}{a^2} \operatorname{sinc} \left(m \frac{X}{a} \right) \operatorname{sinc} \left(m \frac{Y}{a} \right)$ |
| Hexagonal | $F_{m,n} = \frac{2XY}{a^2 \sqrt{3}} \operatorname{sinc} \left(m \frac{X}{a} \right) \operatorname{sinc} \left[\frac{Y}{a\sqrt{3}} (m+2n) \right]$ |
| Rectangulaire | $F_{m,n} = \frac{2XY}{a_1 a_2} \operatorname{sinc} \left(m \frac{X}{a_1} \right) \operatorname{sinc} \left(m \frac{Y}{a_2} \right)$ |
| Oblique | $F_{m,n} = \frac{2XY}{a_1 a_2 \sin \gamma} \operatorname{sinc} \left(m \frac{X}{a_1} \right) \operatorname{sinc} \left[\frac{Y}{\sin \gamma} \left(\frac{-m \cos \gamma}{a_1} + \frac{n}{a_2} \right) \right]$ |
| Centré-rectangulaire | $F_{m,n} = \frac{4XY}{a^2 \tan \gamma} \operatorname{sinc} \left(m \frac{X}{a} \right) \operatorname{sinc} \left[\frac{Y}{a \tan \gamma} (-m+2n) \right]$ |

Tableau III-2. Coefficient de Fourier pour les deux motifs a) rectangulaire b) circulaire

| Type du réseau | Vecteur primitif | VRR | Surface primitive |
|--|---|---|--------------------------------------|
| Carrée $\gamma = 90^\circ$ | $\mathbf{a}_1 = (a, 0)$ $\mathbf{a}_2 = (0, a)$ | $\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a}(1, 0)$ $\mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{a}(0, 1)$ | $A_{CP} = a^2$ |
| Hexagonal $\gamma = 120^\circ$ | $\mathbf{a}_1 = (a, 0)$ $\mathbf{a}_2 = a \left(-\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2} \right)$ | $\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a} \left(1, \frac{1}{\sqrt{3}} \right)$ $\mathbf{b}_2 = \frac{4\pi}{a\sqrt{3}}(0, 1)$ | $A_{CP} = \frac{a^2\sqrt{3}}{2}$ |
| Rectangulaire $\gamma = 90^\circ$ | $\mathbf{a}_1 = (a_1, 0)$ $\mathbf{a}_2 = (0, a_2)$ | $\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a_1}(1, 0)$ $\mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{a_2}(0, 1)$ | $A_{CP} = a_1 \cdot a_2$ |
| Oblique $\gamma \in [0^\circ, 180^\circ]$ | $\mathbf{a}_1 = (a_1, 0)$ $\mathbf{a}_2 = a_2 (\cos \gamma, \sin \gamma)$ | $\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a_1} \left(1, -\frac{1}{\tan \gamma} \right)$ $\mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{a_2} \left(0, \frac{1}{\sin \gamma} \right)$ | $A_{CP} = a_1 a_2 \sin \gamma$ |
| Centré-rectangulaire $\gamma \in [0^\circ, 90^\circ]$ | $\mathbf{a}_1 = (a, 0)$ $\mathbf{a}_2 = a \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \tan \gamma \right)$ | $\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a} \left(1, -\frac{1}{\tan \gamma} \right)$ $\mathbf{b}_2 = \frac{4\pi}{a} \left(0, \frac{1}{\tan \gamma} \right)$ | $A_{CP} = \frac{a^2}{2} \tan \gamma$ |

A titre exemple, la distribution dans un plan (x, y) des ordres supérieurs des Vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$ pour un réseau réciproque carrée est illustrée sur la Figure II.4.

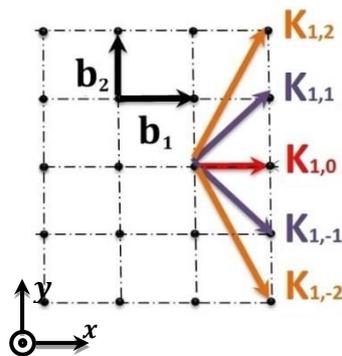


Figure II.4. Distribution des vecteurs du réseau réciproque pour un réseau carré.

Avant de concevoir notre cristal, nous avons étudié par simulation toutes les configurations possibles des réseaux de Bravais pour avoir une meilleure configuration. Cette étude permet de déterminer la nature du matériau (LT ou LN), le type du réseau, son motif et le taux de remplissage.

Le tableau II.3 illustre l'influence des vecteurs du réseau réciproque $K_{1,0}$, $K_{1,\pm 1}$ et $K_{1,\pm 2}$ sur les longueurs d'onde générées pour les trois types de réseau : carré, rectangulaire et hexagonal. Comme nous l'avons présenté dans le Tableau II.1, les coefficients de Fourier sont fortement liés au type du réseau. La valeur de ces coefficients de Fourier est inversement proportionnelle à l'ordre du QAP des vecteurs $K_{m,n}$. Ces coefficients ne dépendent ni de la pompe ni de son angle d'incidence.

Tableau III-3. Impact des vecteurs $K_{1,0}$, $K_{1,\pm 1}$ et $K_{1,\pm 2}$ sur les longueurs d'ondes générées pour les réseaux : carré, rectangulaire et hexagonal.

| Réseau | k_{mn} | λ_s [nm] | λ_i [nm] | $\theta_{s,i}$ [°] | $ F_{mn} $ |
|--|--------------|------------------|------------------|--------------------|------------|
| Carré $\Lambda_x = \Lambda_y = 5.82 \mu\text{m}$ | k_{10} | 842 | 1445 | 0.00 | 0.3973 |
| | $k_{1\pm 1}$ | 822 | 1501 | ± 1.67 | 0.1016 |
| | $k_{1\pm 2}$ | 774.5 | 1700 | ± 3.33 | 0.1176 |
| Rectangulaire $\Lambda_x = 8.52 \mu\text{m}$ $\Lambda_y = 58.52 \mu\text{m}$ | k_{10} | 841.8 | 1445 | 0.00 | 0.3973 |
| | $k_{1\pm 1}$ | 841.3 | 1447 | ± 0.33 | 0.1016 |
| | $k_{1\pm 2}$ | 839.9 | 1451 | ± 0.48 | 0.1176 |
| Hexagonal $\Lambda_x = 8.52 \mu\text{m}$ $\Lambda_y = 58.52 \mu\text{m}$ | k_{10} | 834.6 | 1467 | 0.00 | 0.3220 |
| | $k_{1\pm 1}$ | 788.3 | 1636 | ± 2.89 | 0.1290 |
| | $k_{1\pm 2}$ | 725.4 | 1995 | ± 4.80 | 0.0233 |

II.5.2. Choix du matériau quadratique non linéaire

Comme indiqué dans la section II.2, les deux matériaux non linéaires quadratiques les plus réponsus pour la génération paramétrique optique sont le tantalate de lithium (LT) et le niobate de lithium(LN). Nous avons opté pour le choix du LT à cause de son large spectre de transparence qui s'étale sur la gamme [280-5500] nm et son coefficient non linéaire $d_{33} = 21 \text{ pm/V}$.

II.5.3. Choix du réseau réciproque 2D avec son motif

Nous nous limitons, à étudier le cas d'un motif circulaire car, d'une part, il donne une meilleure efficacité de conversion par rapport aux autres motifs et, d'autre part, il convient mieux pour les matériaux qui présentent une isotropie dans le plan (x, y) [5]. Afin de choisir le réseau adéquat pour notre étude, nous avons développé un code Matlab qui nous permet de prédire l'efficacité de conversion pour les cinq types de réseaux de Bravais.

La Figure II.5 montre la variation de cette efficacité normalisée en fonction du taux de remplissage $D = R/a$ pour le vecteur $\mathbf{K}_{1,0}$. Nous nous intéressons à ce vecteur parce qu'il permet d'avoir une meilleure efficacité par rapport aux ordres supérieurs des vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$ [17]. Les valeurs du rayon de motif circulaire doivent être variées de zéro jusqu'à la moitié du pas du réseau réciproque pour ne pas se recouvrir. Ces efficacités de conversion maximales ainsi que les taux de remplissage et les coefficients de Fourier correspondants sont récapitulées sur le Tableau II.4. L'efficacité de conversion normalisée est proportionnelle au carré du coefficient de Fourier $|F_{m,n}|^2$ [10]. Nous constatons que le réseau carré offre une meilleure efficacité $\eta = 16\%$ pour un taux de remplissage $D = 38\%$. Le choix de l'angle $\gamma = 45^\circ$ pour le réseau centré-rectangulaire permet d'avoir la même efficacité normalisée avec le réseau carré mais avec un taux de remplissage différent $D = 27\%$. Ceci nous permet d'avoir le choix entre les réseaux carré, centré-rectangulaire et hexagonal pour réaliser nos échantillons PPLT-2D.

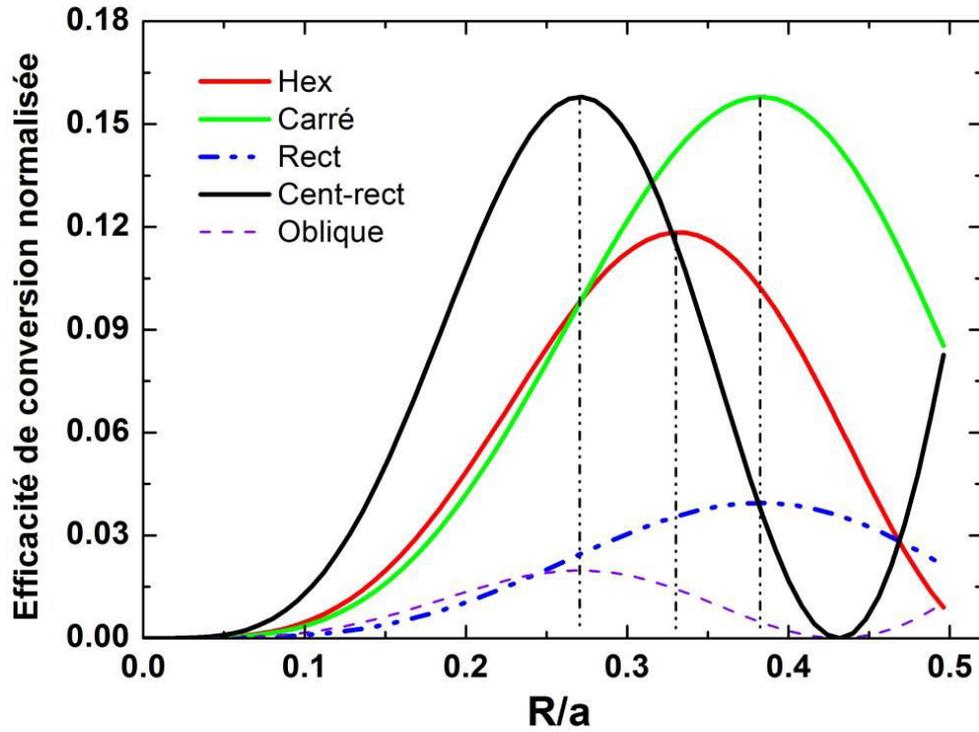


Figure II.5. Efficacité de conversion de QAP du premier ordre pour les cinq réseaux de Bravais pour un motif circulaire.

Les coefficients de Fourier dépendent tant du type de réseau de Bravais que du taux de remplissage γ afférent. Aussi, l'efficacité de conversion détermine la surface d'interaction définie par le CPNL-2D et le spot du faisceau de la pompe.

Tableau III-4. Efficacité de conversion maximale, taux cyclique et les coefficients de Fourier correspondants pour les cinq réseaux de Bravais

| Type du réseau | Efficacité de conversion (%) | Taux de remplissage (%) | Coefficient de Fourier |
|---|------------------------------|-------------------------|------------------------|
| Carrée $\gamma = 90^\circ$ | 16 | 38 | 4 |
| Centré-rectangulaire $\gamma = 45^\circ$ | 15.7 | 27 | 3.97 |
| Hexagonal $\gamma = 120^\circ$ | 11.8 | 33 | 3.43 |
| Rectangulaire $\gamma = 90^\circ$ | 4 | 38.6 | 2 |
| Oblique $\gamma = 45^\circ$ | 2 | 27 | 1.41 |

II.5.4. Détermination du pas de réseau 2D

L'étude des interactions paramétriques particulières, basées sur la construction de la sphère d'Ewald, permet de déterminer le pas du réseau pour générer les longueurs d'onde signal et idler envisageables. Cette étude a été présentée, pour la première fois, par Berger [1], en tenant compte de la multitude des VRR du réseau 2D. Par la suite, Wang *et al.* ont démontré la possibilité de projeter cette sphère sur un plan pour interpréter le double cercle d'Ewald [16].

Afin de mieux expliquer la méthode, nous prenons le cas du processus de la génération paramétrique optique. La longueur d'onde de la pompe λ_p génère deux longueurs d'onde signal λ_s et idler λ_i . Etant donné un réseau carré ayant un pas " Λ " présenté sur la Figure II.6, la méthode de construction d'Ewald définit toutes les configurations possibles du processus de QAP en déterminant les directions de la pompe qui satisfont les deux conditions de QAP. Cette méthode est basée sur le schéma du diagramme des vecteurs de QAP. Sur la Figure II.6, \mathbf{k}_p , \mathbf{k}_s et \mathbf{k}_i représentent les vecteurs d'onde impliqués dans le processus de QAP.

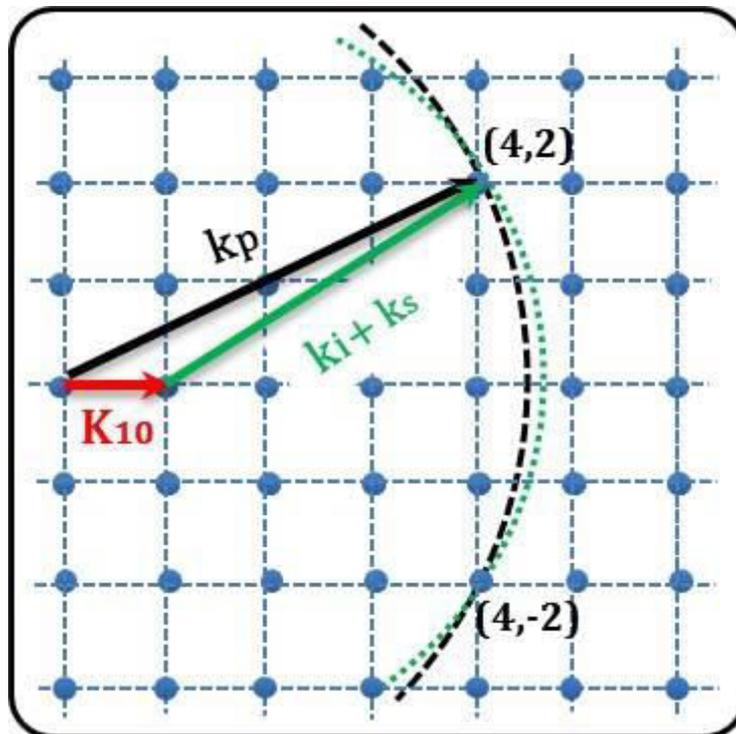


Figure II.6. Construction d'Ewald non linéaire dans un réseau carré.

Le choix de l'angle d'incidence de la pompe avec sa longueur d'onde permet d'avoir le module et la direction du vecteur d'onde \mathbf{k}_p . Pour chaque $\mathbf{K}_{m,n}$, l'application de la loi de conservation d'énergie détermine le module du vecteur $\mathbf{k}_{s+i} = |\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i|$ qui est le rayon de la sphère d'Ewald (cercle d'Ewald dans un plan) [18]. Pour le Vecteur $\mathbf{K}_{1,0}$, le QAP est vérifié si et seulement si $\mathbf{k}_p = \mathbf{K}_{1,0} + \mathbf{k}_{s+i}$. Si les conditions de QAP sont satisfaites, deux cercles d'Ewald sont présents : le premier est tel que son centre est un nœud du réseau et son rayon est $|\mathbf{k}_p|$ et le deuxième, son origine est l'extrémité du $\mathbf{K}_{1,0}$ et son rayon est \mathbf{k}_{s+i} , comme le montre la Figure II.6. Les deux cercles se croisent sur le point du réseau (4,2) et au point symétrique (4,-2), dont la direction du vecteur \mathbf{k}_{s+i} est tributaire de \mathbf{k}_p et $\mathbf{K}_{m,n}$ et du type du réseau de Bravais. Par contre, les deux cercles ne se croisent pas si le QAP n'est pas satisfait. Les bouts de deux vecteurs \mathbf{k}_p et \mathbf{k}_{s+i} doivent atteindre les nœuds du réseau réciproque. Il est possible d'avoir la génération multilongueurs d'onde de signal et d'idler si plusieurs configurations de \mathbf{k}_s et \mathbf{k}_i satisfont, simultanément, les conditions de QAP. L'efficacité de conversion est augmentée si le nombre des VRR impliqués dans le processus de la génération paramétrique est important [16].

La Figure II.7 illustre la variation des longueurs d'onde générées en fonction du pas de réseau carré pour les deux cristaux PPLN-2D et PPLT-2D à la température $T=110^\circ\text{C}$, pour la pompe 532 nm. Ces longueurs d'onde ont été générées par le processus QAP dû à la contribution du vecteur $\mathbf{K}_{1,0}$ dans la direction colinéaire. Les deux cristaux PPLN-2D et PPLT-2D pourraient générer un idler à 1.55 μm pour un pas du réseau carré $\Lambda_{x,y} = 7.25 \mu\text{m}$ et $\Lambda_{x,y} = 8.75 \mu\text{m}$, respectivement (les points A et B sur la Figure II.7). Le signal correspondant à cet idler ayant une longueur d'onde $\lambda_s = 800 \text{ nm}$.

Donc, le choix du pas du réseau dépend de la direction et de la longueur d'onde de la pompe, de la plage des longueurs d'onde générées et de la nature et le nombre des vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$ impliqués dans le processus de QAP.

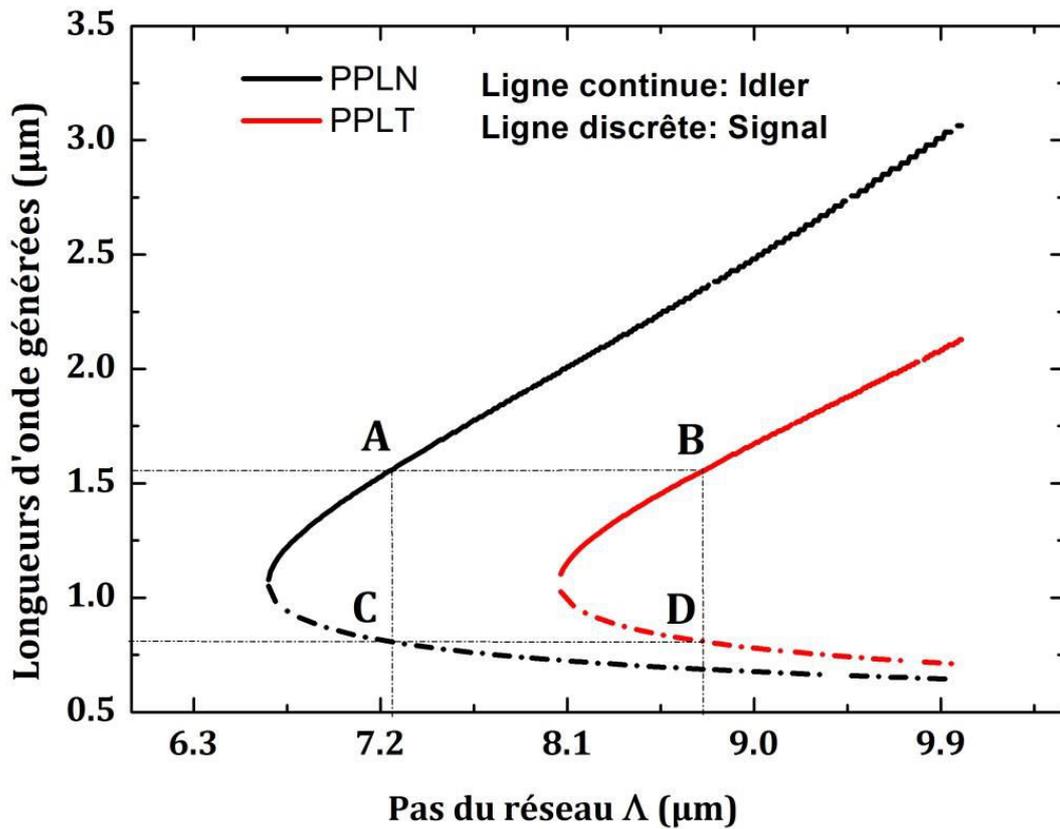


Figure II.7. Variation des longueurs d'onde générées par la pompe $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ en fonction du pas d'un réseau carré pour les deux cristaux PPLN et PPLT à $T = 110^\circ\text{C}$.

II.6. Gain paramétrique optique

Les structures 2D offrent une grande flexibilité pour la conversion des longueurs d'onde par quasi-accord de phase [5,24]. Aussi, ces structures offrent des générations paramétriques importantes grâce à la contribution simultanée de plusieurs vecteurs du réseau réciproque. Les schémas du QAP non colinéaire dans un réseau réciproque carré sont présentés dans la Figure II.8.

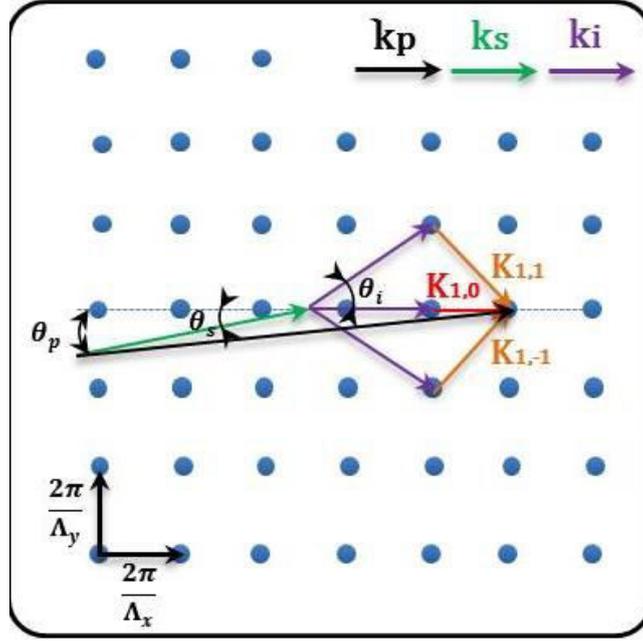


Figure II.8. Schéma des processus possibles de QAP non colinéaires dans un réseau carré.

Les vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$ peuvent être exprimés en tenant compte de l'Eq.2.6 par :

$$\mathbf{K}_{m,n} = m \frac{2\pi}{\Lambda_x} + n \frac{2\pi}{\Lambda_y} \quad (2.19)$$

avec Λ_x et Λ_y sont les périodicités sur les deux axes x et y , respectivement. Les vecteurs d'onde \mathbf{k}_p , \mathbf{k} et \mathbf{k}_i font des angles θ_p , θ_s et θ_i avec $\mathbf{K}_{1,0}$, respectivement. Aussi, les vecteurs du réseaux réciproque peuvent s'écrire comme suit : $\mathbf{K}_{m,n} = K_{m,n} e^{i\theta_{m,n}}$. En faisant la projection sur les abscisses et les coordonnées du plan (x, y) , la condition du QAP exprimée par l'Eq 2.15 peut s'écrire sous la forme scalaire comme suit :

$$\begin{cases} k_p \cos(\theta_p) = k_s \cos(\theta_s) + k_i \cos(\theta_i) + k_{m,n} \cos(\theta_{m,n}) \\ k_p \sin(\theta_p) = k_s \sin(\theta_s) + k_i \sin(\theta_i) + k_{m,n} \sin(\theta_{m,n}) \end{cases} \quad (2.20)$$

Etant donné le cristal PPLT-2D ayant un réseau carré avec un pas $\Lambda_{x,y} = 8.52 \mu m$ et un taux de remplissage $D = 38\%$. La direction colinéaire de la pompe $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ implique un angle d'incidence $\theta_p = 0$ avec l'axe x du cristal à la température $110 \text{ }^\circ\text{C}$. Cette dernière permet de réduire l'effet photoréfractif pour ne pas endommager le cristal. Pour la simulation du tantalate de lithium congruent,

l'indice de réfraction est calculé par l'équation de Sellmeier dont ses coefficients sont définis par [25]. Il faut noter que l'équation de Sellmeier diffère pour le tantalate de lithium congruent et celui stoichiométrique [26]. La Figure II.9 illustre le processus de la génération paramétrique du signal et de l'idler, dans ce cristal, dû à la contribution des deux vecteurs $\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,\pm 1}$. Les deux intervalles [700 - 790] nm et [1627 - 2050] nm sont les spectres de signal et d'idler, respectivement pour leurs angles de sortie $\theta_s \leq |4|^\circ$ et $\theta_i \leq |8|^\circ$. Il est à noter que le réseau carré offre un spectre du signal plus large que celui de l'idler et ce, par rapport aux autres réseaux de Bravais [27].

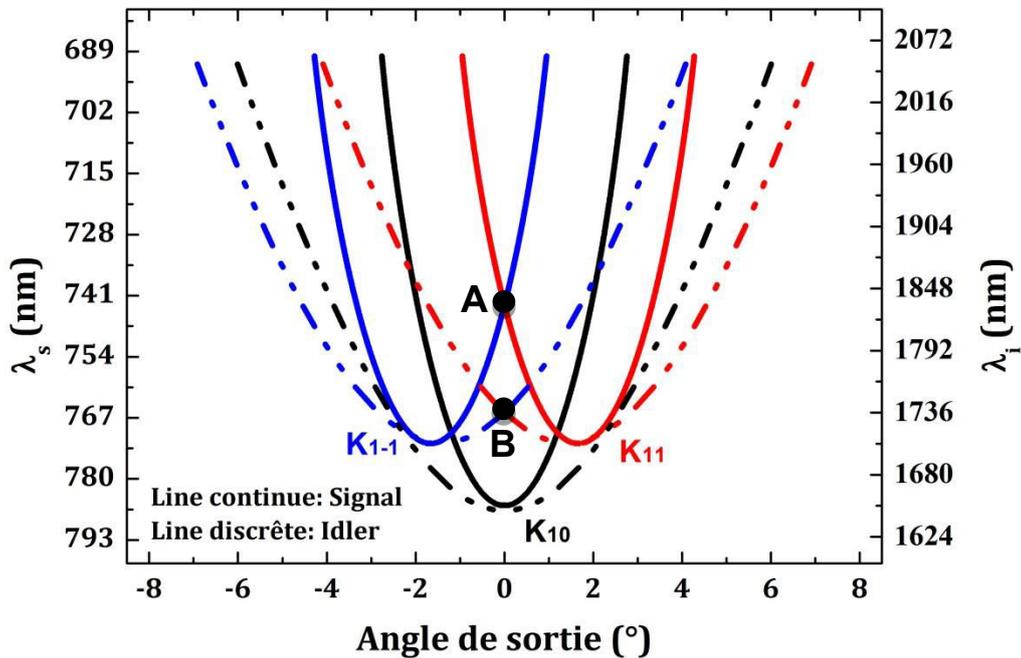


Figure II.9. Allures spectro-angulaires du signal et de l'idler pour les vecteurs $\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,\pm 1}$.

Dans le cas d'une génération paramétrique optique due à la contribution d'un seul vecteur $\mathbf{K}_{m,n}$, le gain paramétrique s'exprime en fonction des coefficients de Fourier par l'Eq 2.19. En revanche, ce gain s'écrit autrement pour les cas où plusieurs vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$ peuvent contribuer, simultanément, afin de générer le signal et/ou l'idler. Une étude a été menée par H-C Liu [20] montrant la distinction de deux cas particuliers : les points A et B sur la Figure II.9 où le gain paramétrique est augmenté.

II.6.1. Amplification d'un signal commun

Dans ce cas, deux vecteurs $\mathbf{K}_{1,1}$ et $\mathbf{K}_{1,-1}$ avec leurs coefficients de Fourier $F_{1,1}$ et $F_{1,-1}$ se couplent pour générer, dans la direction colinéaire, le même signal $\lambda_s = 743.29$ nm au point (A) de la Figure II.9. Les deux idlers correspondants ayant la même longueur d'onde $\lambda_i = 1876.3$ nm mais ils se propagent dans deux directions symétriques $\theta_i = \pm 5.95^\circ$, comme le montre la Figure II.10

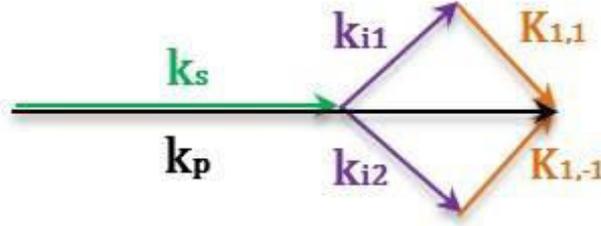


Figure II.10. Schéma de QAP colinéaire pour amplifier un signal commun.

Dans ce cas, les équations couplées (Eq. 2.14) deviennent :

$$\begin{cases} \frac{dE_s(x)}{dx} = -i \frac{2\mu_0\omega_s^2}{k_s} d_{33}E_p(x) [F_{1,1} \cdot E_{i1}^*(x) + F_{1,-1} \cdot E_{i2}^*(x)] \\ \frac{dE_{i1}(x)}{dx} = -i \frac{2\mu_0\omega_i^2}{k_i} d_{33}E_p F_{1,1} \cdot E_s^*(x) \\ \frac{dE_{i2}(x)}{dx} = -i \frac{2\mu_0\omega_i^2}{k_i} d_{33}E_p F_{1,-1} \cdot E_s^*(x) \end{cases} \quad (2.21)$$

pour $E_{i1}(0) = E_{i2}(0) = 0$, l'amplification du \mathbf{E}_s est la solution $E_s(x) = E_s(0)\cosh(gx)$ où :

$$g = \frac{2\mu_0\omega_s\omega_i |E_p|}{k_s k_i} d_{eff} \quad (2.22)$$

Le coefficient effectif non linéaire $d_{eff} = \sqrt{|F_{1,1}|^2 + |F_{1,-1}|^2}$ est augmenté par rapport à celui de l'Eq. 2.19. Ce gain paramétrique augmente grâce à la contribution simultanée de deux vecteurs $\mathbf{K}_{1,1}$ et $\mathbf{K}_{1,-1}$ [17].

II.6.2. Amplification d'un idler commun

Similaire au premier cas, deux vecteurs $\mathbf{K}_{1,1}$ et $\mathbf{K}_{1,-1}$ se couplent au point (B) pour générer, dans la direction colinéaire, un seul idler $\lambda_i = 1738.13$ nm. Les deux signaux correspondants $\lambda_s = 765.3$ nm se propagent dans les directions symétriques $\theta_s = \pm 2.38^\circ$, comme les montre la Figure II.11.

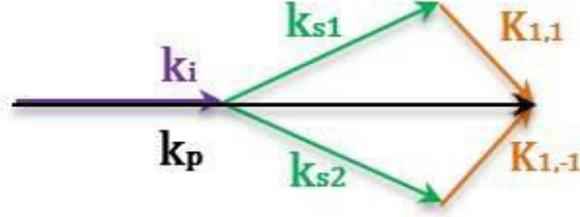


Figure II.11. Schéma de QAP colinéaire pour amplifier un idler commun.

Les équations couplées (Eq. 2.14) deviennent :

$$\begin{cases} \frac{dE_{s1}(x)}{dx} = -i \frac{2\mu_0\omega_s^2}{k_s} d_{33} E_p(x) F_{1,1} E_i^*(x) \\ \frac{dE_{s2}(x)}{dx} = -i \frac{2\mu_0\omega_s^2}{k_s} d_{33} E_p F_{1,1} E_s^*(x) \\ \frac{dE_i(x)}{dx} = -i \frac{2\mu_0\omega_i^2}{k_i} d_{33} E_p [F_{1,1} E_{s1}^*(x) + F_{1,-1} E_{s2}^*(x)] \end{cases} \quad (2.23)$$

La solution de ce système devient :

$$E_{s1}(x) = E_{s1}(0) \left[\frac{|F_{1,-1}|^2}{|F_{1,1}|^2 + |F_{1,-1}|^2} + \frac{|F_{1,1}|^2}{|F_{1,1}|^2 + |F_{1,-1}|^2} \cosh(gx) \right] \quad (2.24)$$

L'expression du gain paramétrique est celle de l'Eq. 2.22. Par contre, l'amplification du signal est réduite par un facteur $\frac{|F_{1,1}|^2}{|F_{1,1}|^2 + |F_{1,-1}|^2}$ [17].

II.7. Tolérance dans les cristaux quadratiques 2D

Les longueurs d'onde générées lors d'une interaction en quasi-accord de phase dépendent de la période de modulation du coefficient non-linéaire quadratique $\chi^{(2)}$. On peut obtenir une certaine accordabilité dans ces CPNL-2D de diverses manières:

- ✓ Modifier la longueur d'onde de pompe ;

- ✓ Jouer sur la température du cristal;
- ✓ Appliquer une rotation au cristal pour utiliser un accord de phase non colinéaire.

Dans cette optique, il est possible d'étudier l'acceptance spectrale, en température et angulaire des CPNL-2D. La Figure II.12, montre l'intensité normalisée du faisceau généré en fonction de l'un des paramètres dispersifs à savoir, la longueur d'onde (l'acceptance spectrale), la température (l'acceptance en température) ou l'angle (l'acceptance angulaire) de la pompe ou du faisceau généré. L'allure est une fonction $\text{sinc}^2(\Delta k L/2)$ et ce, d'après l'Eq. 1.23. Le maximum de cette fonction est atteint lorsque $\Delta k = 0$ dans une direction de l'accord de phase (θ_{AP}, ϕ_{AP}) et pour la longueur d'onde λ_{AP} à la température T_{AP} . L'acceptance est définie comme la largeur de bande due à la déviation $\delta\xi$ d'un paramètre dispersif " ξ " ($\xi = \lambda, \theta, \phi$) pour $\Delta k \in (0, 2\pi/L)$ [28].

La bande d'acceptance peut être calculée en développant Δk en série de Taylor pour un paramètre donné ξ :

$$\frac{2\pi}{L} = \Delta k = \left. \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \xi} \right|_{\xi_{AP}} \delta\xi + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial \xi^2} \right|_{\xi_{AP}} (\delta\xi)^2 + \dots \quad (2.25)$$

Dans le cas de l'acceptance spectrale, les vitesses de groupe de la pompe, du signal et de l'idler sont en accord [12]. Aussi, leurs vitesses de groupe et de phase sont en phase. Donc, le premier terme de l'Eq. 2.25 devient nulle :

$$\left. \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \xi} \right|_{\lambda_{AP}} = 0 \quad (2.26)$$

Comme nous avons vu dans la section II.5.d, le processus de la génération paramétrique optique d'un idler $\lambda_i = 1550 \text{ nm}$ est possible en utilisant une pompe à 532 nm et un cristal PPLT-2D ayant un réseau carré $\Lambda_{x,y} = 8.75 \mu\text{m}$ avec un taux de remplissage 38% à $T=110^\circ\text{C}$. La Figure II.13 montre l'accord de phase Δk en fonction des longueurs d'onde du signal dans ce cristal PPLT-2D.

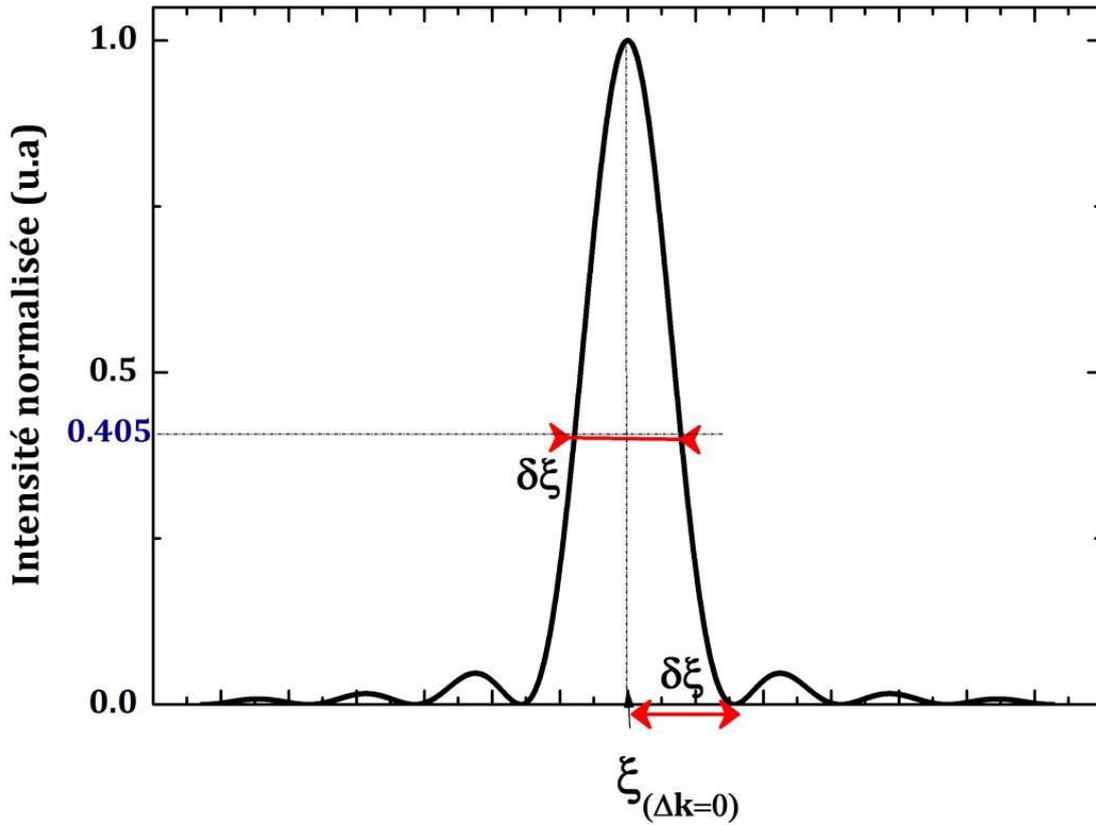


Figure II.12. Intensité normalisée en fonction d'un paramètre dispersif " ξ ". Accord de phase dans un cristal de longueur " L " est vérifié à mi-hauteur pour $\Delta k = \frac{2\pi}{L}$.

La Figure II.13.a montre que cet accord de phase pourrait être réalisé pour deux bande d'acceptance spectrale $\delta\lambda_1 = [750; 772]nm$ et $\delta\lambda_1 = [869; 902]nm$, pour deux longueurs d'onde $\lambda_{AP1} = 758 nm$ et $\lambda_{AP1} = 888 nm$, respectivement.

Par contre, l'acceptance spectrale est maximale, $\delta\lambda = [762; 841]nm$, si et seulement si $\Delta k = 0$ pour un seul signal $\lambda_{AP} = 800 nm$, dont l'idler correspondant $\lambda_{i(AP)} = 1550 nm$. La valeur de l'acceptance spectrale $L \cdot \delta\lambda$ à la longueur d'onde d'accord de phase λ_{AP} peut s'écrire, en tenant compte des équations 2.25 et 2.26, comme suit :

$$L \cdot \delta\lambda = \sqrt{\frac{4\pi \cdot L}{\left. \frac{\delta^2(\Delta k)}{\delta\lambda^2} \right|_{\lambda_w}}} \quad (2.27)$$

Aussi, l'acceptance angulaire et celle en température pourraient être trouvées en suivant la même étude.

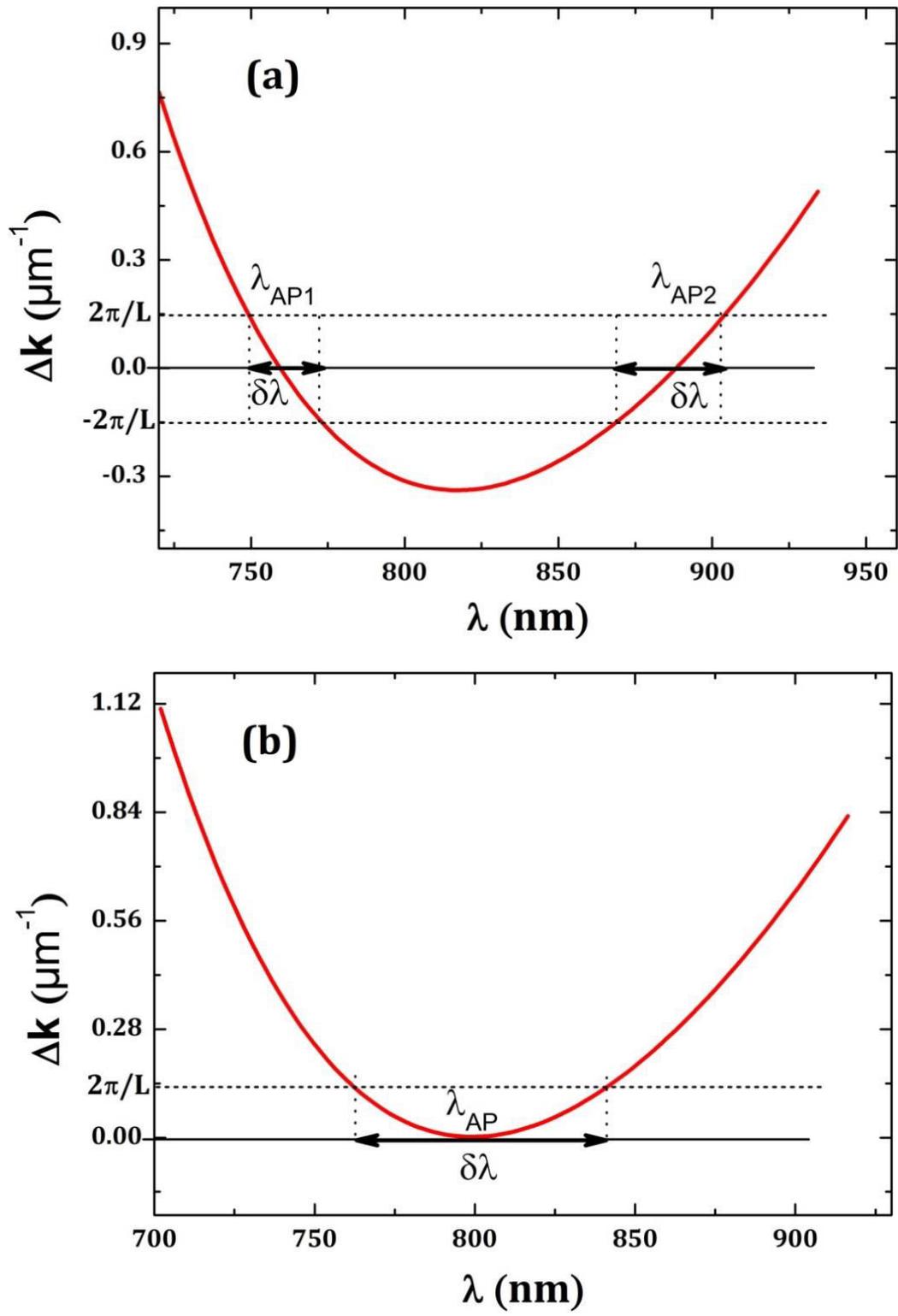


Figure II.13. Accord de phase Δk en fonction de la longueur d'onde λ dans un PPLT-2D
 a) Bande d'acceptance réduite b) Bande d'acceptance maximale.

II.7.1. Tolérance dans un réseau carré

L'étude numérique de la tolérance angulaire du quasi-accord de phase non colinéaire en fonction de la variation des angles d'incidence de la pompe permet de définir le nombre et la nature des vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$ impliqués dans le processus de la génération paramétrique optique. La figure II.14 montre l'effet de l'angle d'incidence θ_p sur la variation aussi bien de la direction du signal que ses longueurs d'onde générées dues à la contribution du vecteur $\mathbf{K}_{1,0}$, dans un cristal PPLT ayant un réseau carré $\Lambda_{x,y} = \mu\text{m}$. En partant de la direction colinéaire de la pompe, les faisceaux du signal dévient de la direction colinéaire avec une diminution de leurs longueurs d'onde. Une variation angulaire de $\theta_p = \pm 4^\circ$ a pour effet une tolérance spectrale sur le signal de $\Delta\lambda_s = 4 \text{ nm}$.

Dans cette optique, une étude peaufinée de la tolérance consiste à définir l'intervalle des angles d'incidences et celui de la température pour lesquels le processus de la GPO génère la même longueur du signal ou de l'idler. Dans ce qui suit, nous nous sommes intéressés à la tolérance du signal dans les réseaux carré et hexagonal des cristaux PPLT et ce, du fait des moyens de mesures disponibles. La même étude pourrait être menée pour l'idler.

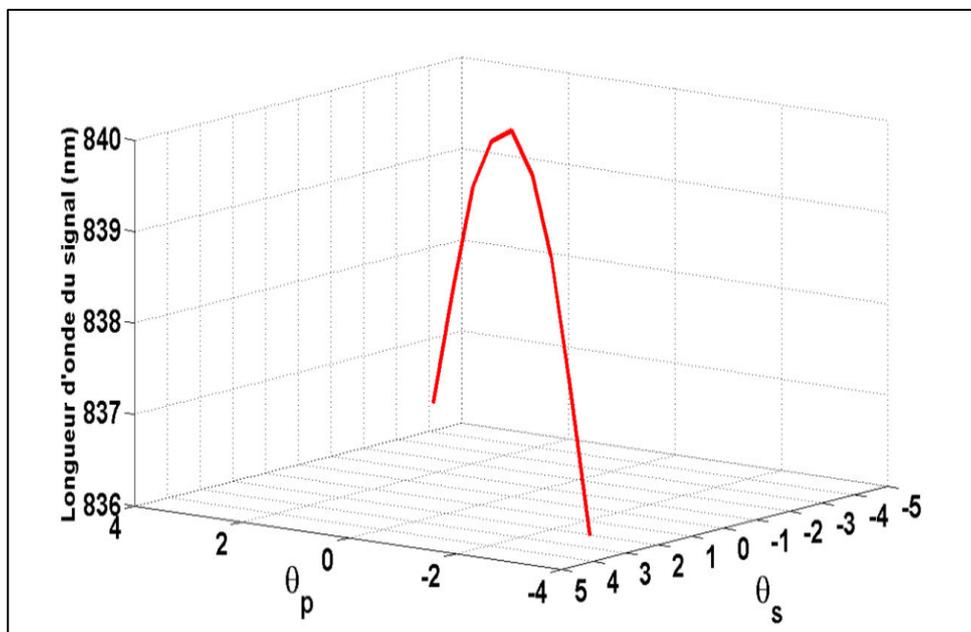


Figure II.14. Effet de l'angle d'incidence θ_p sur la direction du faisceau du Signal et ses longueurs d'onde générées par le vecteur $\mathbf{K}_{1,0}$.

II.8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les principes de la propagation des ondes couplées dans les cristaux photoniques non linéaires bidimensionnels (CPNL-2D). Les longueurs d'onde générées par le processus paramétrique optique, à partir d'une pompe sélectionnée au préalable, limitent le choix du cristal CPNL-2D en déterminant son type de réseau, son motif et son taux de remplissage. Ce choix est dicté par la maximisation de l'efficacité de conversion. Nous avons abordé des études antérieures décrivant le rehaussement du gain paramétrique optique grâce aux interactions du signal et/ou idler communs.

Nous avons étudié numériquement et expérimentalement la tolérance dans les cristaux non linéaires quadratique 2D de façon général et en particulier dans les cristaux PPLT ayant des réseaux carrés et hexagonaux en déterminant la tolérance en température et angulaire.

Références :

- [1] M. Nasr, S. Carrasco, B. Saleh, A. V. Sergienko, M. C. Teich, J. P. Torres, L. Torner, D. Hum, and M. Fejer, "Ultrabroadband Biphotons Generated via Chirped Quasi-Phase-Matched Optical Parametric Down-Conversion," *Phys. Rev. Lett* 100, p 183601 (2008).
- [2] M. Tiihonen and V. Pasiskevicius, "Two-dimensional quasi-phase-matched multiple-cascaded four-wave mixing in periodically poled KTiOPO_4 ," *Opt. Lett.* 31, p 3324 (2006).
- [3] D. Brida, M. Marangoni, C. Manzoni, S. De Silvestri, and G. Cerullo, "Sub-two-cycle light pulses at $1.6 \mu\text{m}$ from an optical parametric amplifier," *Opt. Lett.* 33, p 2901 (2008).
- [4] V. Berger, "Nonlinear Photonic Crystals," *Physical Review Letters* 81 (19), p 4136, (1998).
- [5] C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics," 7th edition, Wiley, New York (1995).
- [6] A. Arie, N. Habshoosh and A. Bahabad, "Quasi phase matching in two-dimensional nonlinear photonic crystals," *Opt. Quant Electron* (39), p 361, (2007).
- [7] G. Imeshev, M. Proctor, and M.M. Fejer, "Lateral patterning of nonlinear frequency conversion with transversely varying quasi-phase-matching gratings," *Opt. Lett.* 23 (9), p 673, (1998).
- [8] S. Saltiel, W. Krolikowski, D. Neshev, and Y.S. Kivshar, "Generation of Bessel beams by parametric frequency doubling in annular nonlinear periodic structures," *Optics Express* 15 (7), p 4132, (2007).
- [9] T. Ellenbogen, N. Voloch-Bloch, A. Ganany-Padowicz, and A. Arie, "Nonlinear generation and manipulation of Airy beams," *Nat Photon* 3 (7), p 395, (2009).

- [10] N. G. R. Broderick, G.W. Ross, H.L. Offerhaus, D.J. Richardson, and D.C. Hanna, "Hexagonally Poled Lithium Niobate: A Two-Dimensional Nonlinear Photonic Crystal," *Physical Review Letters* 84 (19), p 4345, (2000).
- [11] K. Gallo, C. Codemard, C.B. Gawith, J. Nilsson, P.G.R. Smith, N.G.R. Broderick, and D.J. Richardson, "Guided-wave second-harmonic generation in a LiNbO₃ nonlinear photonic crystal," *Opt. Lett.* 31 (9), p 1232, (2006).
- [12] L.-H. Peng, C.-C. Hsu, and A.H. Kung, "Broad multiwavelength second-harmonic generation from two-dimensional $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystals of tetragonal lattice structure," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 10 (5), p 1142, (2004).
- [13] R. A. Myers, N. Mukherjee and S. R. J. Brueck, "Large second-order nonlinearity in poled fused silica," *Opt. Lett.* 16, p 1732, (1991).
- [14] A. Arie, A. Bahabad and N. Habshoosh, "Nonlinear interactions in periodic and quasi-periodic nonlinear photonic crystals," to appear in: P. Ferraro, S. Grilli and P. de Natale (eds.) *Micro/ nano engineering and characterization of ferroelectric crystals for applications in photonics*. Springer, Germany (2008).
- [15] J. Li, Z. Li and D. Zhang, "Effects of shapes and orientations of reversed domains on the conversion efficiency of second harmonic wave in two-dimensional nonlinear photonic crystals," *Journal of Applied Physics* 102, p 93101, (2007).
- [16] X. H. Wang and B. Y. Gu, "Nonlinear frequency conversion in 2D (2) photonic crystals and novel nonlinear double-circle construction," *Eur. Phys. J. B.* 24, p 323, (2001).
- [17] N. G. R. Broderick, R. T. Bratfalean, T. M. Monro, D. J. Richardson and C. M. Sterke, "Temperature and wavelength tuning of second-, third-, and fourth-harmonic generation in a two-dimensional hexagonally poled nonlinear crystal," *J. Opt. Soc. Am. B* 19, p 2263, (2002).

- [18] P. Ni, B. Ma, X. Wang, B. Cheng, D. Zhang, "Second-harmonic generation in two-dimensional periodically poled lithium niobate using second-order quasi phase matching," *Appl. Phys. Lett.* 82, p 4230, (2003)
- [19] L. Jankovic, H. Kim, G. Stegeman, S. Carrasco, L. Torner, M. Katz, "Quadratic soliton self-reflection at a quadratically nonlinear interface," *Opt. Lett.* 28, p 2103, (2003)
- [20] H.-C. Liu and A. H. Kung, "Substantial gain enhancement for optical parametric amplification and oscillation in two-dimensional $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystals," *Opt. Exp.* 16(13), p 9714, (2008).
- [21] M. Levenius, "Optical parametric devices in periodically poled LiTaO₃," these de doctorat, KTH-Royal Institute of Technology, Sweden, 2013.
- [22] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe, "First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation," *Applied Physics Letters* 62 (5) p 435, (1993).
- [23] J. Webjorn, V. Pruneri, P.S.J. Russell, J.R.M. Barr, and D.C. Hanna, "Quasi-phase-matched blue light generation in bulk lithium niobate, electrically poled via periodic liquid electrodes," *Electronics Letters* 30 (11), p 894, (1994).
- [24] A. Zukauskas, N. Thilmann, V. Pasiskevicius, F. Laurell, and C. Canalias, "5 mm thick periodically poled Rb-doped KTP for high energy optical parametric frequency conversion," *Opt. Mater. Express* 1 (2), p 201, (2011).
- [25] H. Ishizuki and T. Taira, "Half-joule output optical-parametric oscillation by using 10-mm-thick periodically poled Mg-doped congruent LiNbO₃," *Opt. Express* 20 (18), p 20002, (2012).
- [26] V. Y. Shur, "Correlated nucleation and self-organized kinetics of ferroelectric domains," in *Nucleation Theory and Applications*, J.W.P. Schmelzer, editor. Wiley-VCH: Weinheim, p 178, (2005).

- [27] L. H. Peng, C. C. Hsu and Y. C. Shih, "Second-harmonic green generation from two-dimensional $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystal with orthorhombic lattice structure," *Appl. Phys. Lett.* 83, p 3447, (2003).
- [28] J.-P. Meyn and M. M. Fejer, "Tunable ultraviolet radiation by second-harmonic generation in periodically poled lithium tantalate," *Opt. Letters* 22(16), p 1214, (1997).
- [29] A. Bruner, D. Eger, M. Oron, B. Blau, P. Katz, and S. Ruschin, "Temperature-dependent sellmeier equation for the refractive index of stoichiometric lithium tantalate," *Optics Letters*, vol. 28, p. 194, (2003).
- [30] W. K. Chang, Y. H. Chen, H. H. Chang, J. W. Chang, C. Y. Chen, Y. Y. Lin, Y. C. Huang, and S. T. Lin, "Two-dimensional PPLN for simultaneous laser Q-switching and optical parametric oscillation in a Nd:YVO4 laser," *Opt. Exp.* 19(24), p 23654, (2008).
- [31] B. Boulanger and J. Zyss, "Physical Properties of Crystals. International Tables of Crystallography," Vol. D, 2000.
- [32] F. Rotermund, C. J. Yoon, V. Petrov, F. Noack, S. Kurimura, N. E. Yu, and K. Kitamura, "Application of periodically poled stoichiometric LiTaO3 for efficient optical parametric chirped pulse amplification at 1 kHz," *Opt. Express*, 12, p 6421, (2004).
- [33] N. E. Yu, S. Kurimura, K. Kitamura, J. H. Ro, M. Cha, S. Ashihara, T. Shimura, K. Kuroda, and T. Taira, "Efficient frequency doubling of a femtosecond pulse with simultaneous group-velocity matching and quasi phase matching" in periodically poled, MgO-doped, lithium niobate, *Appl. Phys. Lett.*, 82, p 338, (2003).
- [34] N. E. Yu, J. H. Ro, M. Cha, K. Kitamura, and T. Taira, "Broadband quasi-phasematched second-harmonic generation" in MgO-doped periodically poled LiNbO3 at the communications band, *Opt. Lett.*, 27, p 1046, (2002).
- [35] H. Liu, R. Zhang, H. Liu, J. Ma, C. Zhu, and Q. Wang, "Investigation of spectral bandwidth of BBO-I phase matching non-collinear optical parametric

- amplification from visible to near-infrared," *Front. Optoelectron. China*, 1, p101, (2008).
- [36] X. Liu, H. Zhang, Y. Guo, and Y. Li, "Optimal design and applications for quasi-phase-matching three-wave mixing," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. 38, p. 1225, (2002).
- [37] Z. W. Liu, S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, H. T. Wang, G. Z. Luo, H. Liu, N. B. M. and X. Y. Liang, and Z. Y. Xu, "Red and blue light generation in an LiTaO_3 crystal with a double grating domain structure," *Chin. Phys. Lett.*, vol. 18, p. 539, (2001).
- [38] S. Gao, C. Yang, X. Xiao, and G. Jin, "Broadband and multiple-channel visible laser generation by use of segmented quasi-phase-matching gratings," *Optics Communications*, vol. 233, p 205, (2004).
- [39] M. A. Arbore, O. Marco, and M. M. Fejer, "Pulse compression during second harmonic generation in aperiodic quasi-phase matching gratings," *Opt. Lett.*, vol. 22, p. 865, (1997).
- [40] M. A. Arbore, A. Galvanauskas, D. Harter, M. H. Chou, and M. M. Fejer, "Engineerable compression of ultrashort pulses by use of second harmonic generation in chirped-period-poled lithium niobate," *Opt. Lett.*, vol. 22, p. 1341, (1997).
- [41] B.-Y. Gu, Y. Zhang, and B.-Z. Dong, "Investigations of harmonic generations in aperiodic optical superlattices," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, p. 7629, 2000.
- [42] Y. Zhang and B. Y. Gu, "Optimal design of aperiodically poled lithium niobate crystals for multiple wavelengths parametric amplification," *Opt. Comm.*, vol. 192, p. 417, (2001).
- [43] M. Robles-Agudo and R. Cudney, "Multiple wavelength generation using aperiodically poled lithium niobate," *Appl. Phys. B*, vol. 103, p. 99, (2011).
- [44] Y. L. Lee, C. Jung, Y.-C. Noh, D. K. Ko, and J. Lee, "Photorefractive effect in a periodically poled $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ channel waveguide," *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 44, no. 2, p. 267, (2004).

- [45] F. Rotermund, C. Yoo, V. Petrov, F. Noack, S. Kurimura, N. Yu, and K. Kitamura, "Application of periodically poled stoichiometric LiTaO₃ for efficient optical parametric chirped pulse amplification at 1 kHz," *Optics Express*, vol. 12, no. 26, p. 6421, (2004).

CHAPITRE III :

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA GENERATION PARAMETRIQUE OPTIQUE SINGULIERE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES NON LINEAIRES.

III.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires à base de LiTaO_3 et ayant un réseau carré. Plus particulièrement, nous nous sommes intéressés à certaines singularités où le processus non linéaire implique des faisceaux (signal ou idler) partagés ou communs.

Pour ce travail, nous avons conçu des structures qui ont été fabriquées par l'équipe du Professeur L.H. Peng de NTU (Taiwan). La conception de ces structures nécessite le bon choix du réseau, du motif et du taux de remplissage afin d'optimiser l'efficacité de conversion de fréquences dans les cristaux photoniques non linéaire. Nous avons également amélioré le montage expérimental disponible au sein du LPL. La caractérisation de ces échantillons concerne la détermination de l'effet de la température, l'acceptance en température et angulaire. Nous étudions le processus impliquant un vecteur du réseau commun à savoir la contribution unique du vecteur $\mathbf{K}_{1,0}$. Nous étudions également la contribution des vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$ qui pourraient être, simultanément, impliqués dans les processus de la génération paramétrique optique pour créer un doublet de longueurs d'onde et/ou des longueurs d'onde jumelles. Aussi, ces processus

paramétriques permettent d'obtenir un signal (idler) commun avec d'autres longueurs d'onde idler (signal) correspondantes. Par la suite, nous rapporterons l'étude du gain paramétrique optique des interactions communes notamment dans le cas où le gain est augmenté.

III.2. Etat de l'art

La génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques $\chi^{(2)}$ non linéaires (CPNL) a fait objet de plusieurs travaux de recherche [1,2]. Il a été démontré que ces cristaux peuvent être utilisés pour la génération multilongueurs d'onde [1], la réalisation de sources laser accordables infrarouges [4-5] et pour des applications dans le domaine de l'optique quantique [6] grâce à la flexibilité offerte par la présence de différents vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$, due à la périodicité bidimensionnelle. Une étude expérimentale a démontré la génération de longueurs d'onde multiples et simultanées due à la contribution des VRR dans le cristal PPLT-2D [7]. L'oscillation paramétrique optique multi-résonnante a été réalisée en étudiant la génération paramétrique multilongueurs d'onde efficace dans le cristal PPLT-2D [8].

En effet, les interactions paramétriques optiques peuvent être configurées de telle sorte que le signal et l'idler couvrent un spectre large bande [9]. Différentes paires du signal et de l'idler ont été générées par le même processus de la GPO. Un petit changement dans la direction du signal et de l'idler pourrait changer la configuration des interactions. Des processus non linéaire concurrents de GPO-QAP ont été rapportés avec une efficacité de conversion proche de celle d'un réseau 1D [4-6].

Plus récemment, les caractéristiques uniques des interactions OPG ont été étudiées en utilisant des interactions paramétriques communes impliquant l'utilisation d'un signal (idler) commun dans les processus QPM [9-10]. Ceux-ci sont couplés à la GPO, ce qui exige d'avoir deux processus concurrents de QAP pour différents vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$ avec la dégénérescence d'un signal et/ou d'un idler qui sont, spectralement et spatialement, séparés. Cependant, ces études concernaient principalement les CPNL-2D ayant un réseau hexagonal. Par exemple,

il a été rapporté que les PPLT-2D de réseau hexagonal avec l'utilisation d'un idler commun engendrent un régime unique de La GPO où un faisceau double du signal peut être généré [1]. Il a été également étudié l'influence de la dépendance de l'angle d'incidence de la pompe sur l'obtention du signal (idler) commun. Les deux processus simultanés de la GPO ont été, également, étudiés dans des PPLT-2D Hex démontrant une amélioration cohérente lorsque deux processus de la GPO partagent un faisceau paramétrique commun [11].

Dans le cadre de ce travail, nous nous concentrons sur la GPO de signal et/ou d'idler commun dans un réseau carré de PPLT-2D en utilisant une pompe à 532 nm qui se propage dans la direction colinéaire, parallèlement au vecteur $\mathbf{K}_{1,0}$. Nous étudions la GPO couplée nécessitant deux ou plusieurs processus simultanés d'accord de phase assurés par le même vecteur $\mathbf{K}_{m,n}$. La symétrie du réseau carré implique que tous les processus de la GPO dégènèrent en des longueurs d'onde séparées spectralement et spatialement.

III.3. La banc expérimental

Afin de mener à bien l'étude expérimentale des mécanismes de la génération paramétrique commune, nous avons réalisé, au sein de l'équipe PON du LPL un banc, dont le schéma est présenté sur la Figure III.1 (a) et comprenant :

- Une source laser Nd:YAG émettant à 1064 nm. Son énergie crête est de 90 μJ , avec une durée de l'impulsion de 400 ps, une largeur spectrale de 0.8 nm et une fréquence de répétition ajustable à 10 Hz, 100Hz et 1kHz.
- Un cristal BBO (β -borat de Barium) ayant les dimensions (8×3×3) mm³, placé devant la source laser assure le doublage de fréquence extra-cavité à 532 nm dont l'énergie atteint 52 μJ pour une efficacité de conversion de 60 %. Le faisceau laser pompe est focalisé sur le cristal en utilisant une lentille " L_s " ayant un focal de 100 mm. Un angle Walk-off, recommandé par le fabricant, vaut 3.2° à la sortie du cristal en faisant appel à la technique de l'accord de phase par biréfringence angulaire de type I ($o+o \rightarrow e$). La Figure III.2 montre le spectre du faisceau 532 nm.

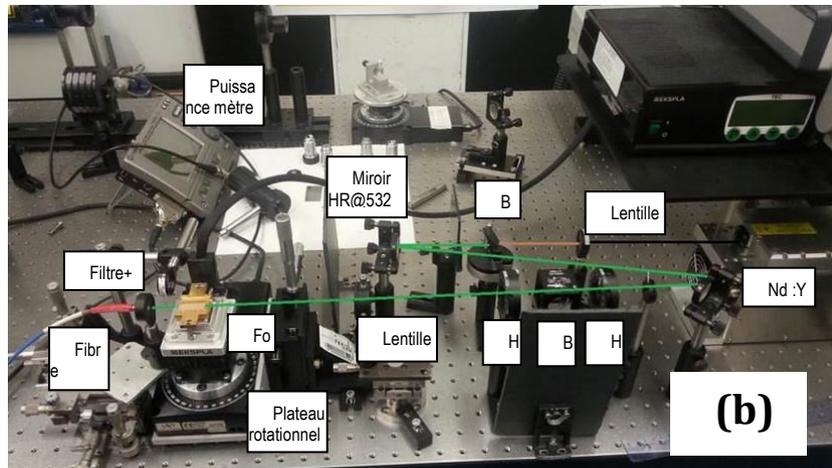
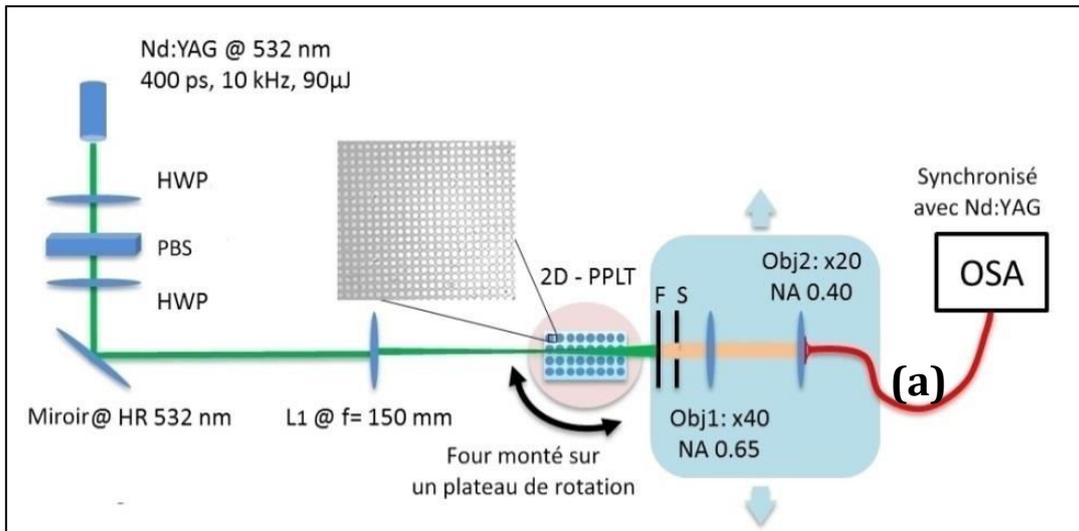


Figure III.1. Banc expérimental a) le schéma explicite b) la photographie de la table de manipulation.

- L'onde fondamentale à 1064 nm est filtrée en utilisant un miroir "M" de haute réflexion à 532 nm et une haute transmission à 1064 nm . Le second harmonique sert comme faisceau de pompage dans le processus de la génération paramétrique optique.
- Un système de contrôle aussi bien de l'intensité que de la polarisation de la pompe est composé de deux lames demi-onde (HWP) et d'un cube séparateur de polarisation (PBS). L'accès au coefficient non linéaire d_{33} le plus important du cristal PPLT est possible en maintenant la polarisation de la pompe sur la direction verticale "z", parallèlement à l'axe optique du cristal.

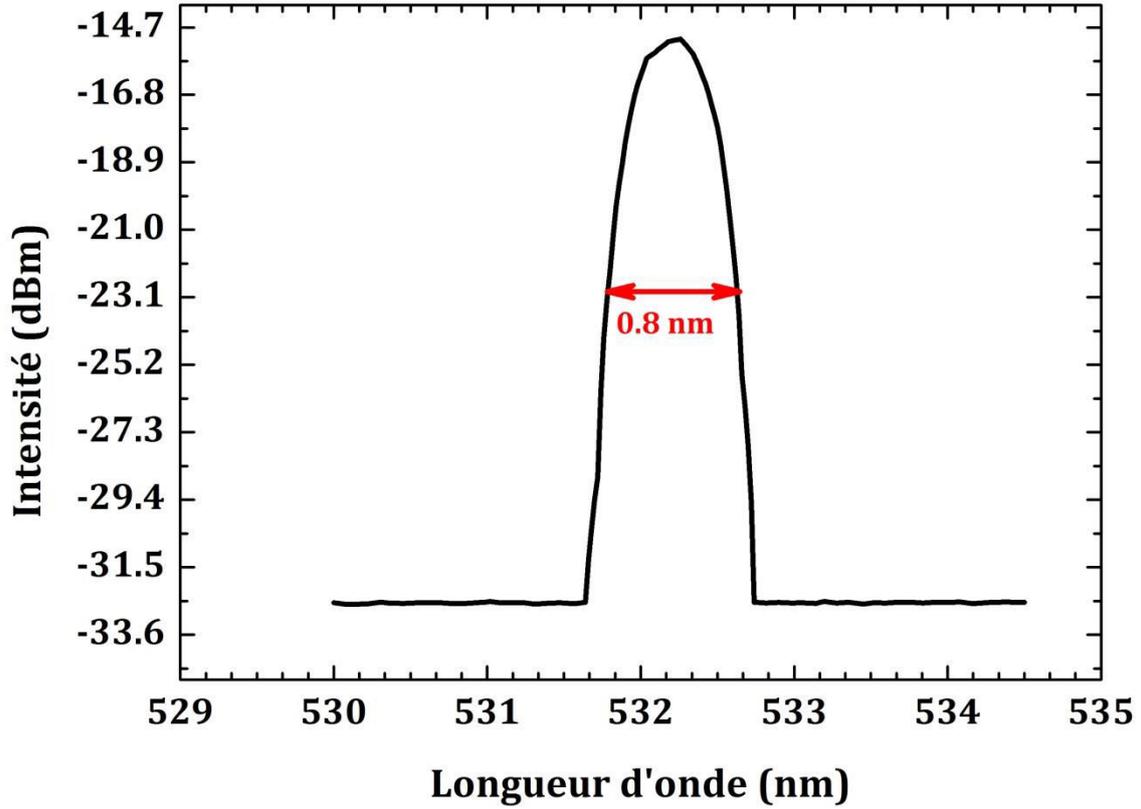


Figure III.2. Spectre du second harmonique à 532 nm généré par la source Laser Nd :YAG.

- La pompe est focalisée sur le cristal à l'aide une lentille " L_1 " de focale 150 mm. Le facteur de qualité du faisceau de pompage mesuré après cette lentille est $M^2 = 1.35$. Ce dernier est trouvé, expérimentalement, à l'aide de l'Eq 3.1 suivante:

$$w^2(z) = \left[\frac{M^2 \cdot \lambda}{\pi \cdot w_0} \right]^2 \cdot (z - z_0)^2 + w_0^2 \quad (3.1)$$

Avec w , w_0 sont les rayons du faisceau (waist) à une distance (z) et au point focal de la lentille, respectivement. λ est la longueur d'onde 532 nm. La Figure III.3 a) montre l'allure empirique du carré de rayon du faisceau utilisé (Eq. 3.1) pour la détermination du facteur de qualité de la pompe.

$$\theta = \frac{M^2 \cdot \lambda}{\pi \cdot w_0} \quad (3.2)$$

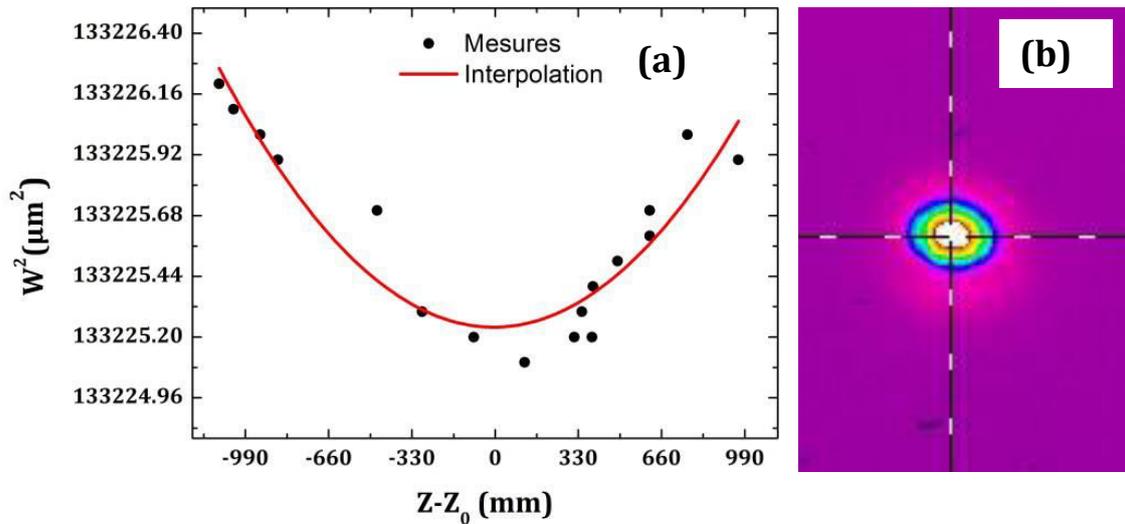


Figure III.3. Exploitation de la zone de Rayleigh de la pompe a) mesure du facteur de qualité b) Distribution spatiale d'intensité du waist " w_0 " relevé à l'aide d'une camera CCD.

- Ce faisceau est collimaté à l'intérieur du cristal avec un waist de $350 \mu m$ et une distance de Rayleigh est $723 mm$. Ce waist est trouvé en utilisant une camera CCD, placée sur la direction du faisceau et en traçant la courbe du carré du waist de ce faisceau en fonction de la position " z " de la camera (Figure III.3.a), et ce, selon l'équation de la divergence du faisceau suivante:
- Le cristal PPLT est monté sur un contrôleur de température (EKSPLA-TK11) assurant une température stable avec une précision de $\pm 0.1^\circ C$. Tout ce système est monté sur un plateau de rotation (Newport, URS100) ayant une résolution angulaire de 0.0005° . Ce système de rotation nécessite la conception et la réalisation, au niveau de l'atelier mécanique du LPL, des pièces mécaniques montrées sur les figures ci-dessous.

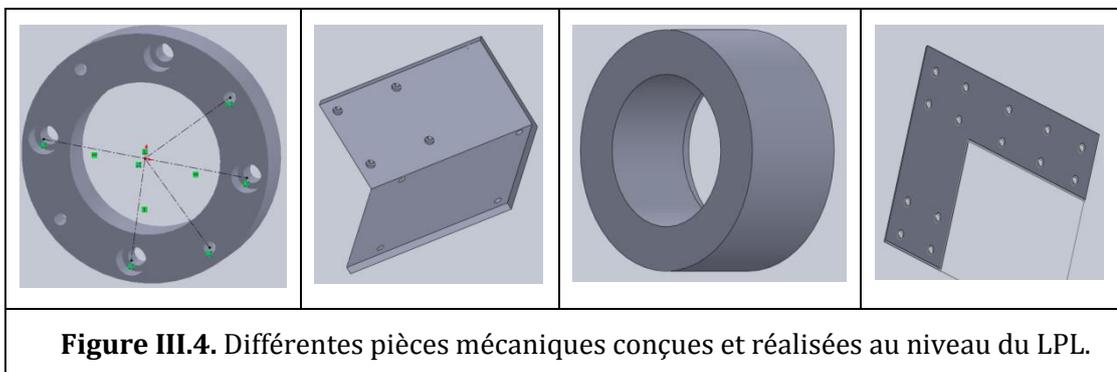


Figure III.4. Différentes pièces mécaniques conçues et réalisées au niveau du LPL.

- Un filtrage spatial fait à l'aide d'un système à trois degrés de liberté (x, y, z) composé d'un filtre passe-haut (F) ayant une longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 650 \text{ nm}$. Un iris (S) servira au filtrage spatial. Deux objectifs optiques Obj₁ ($\times 40$; ON 0.65) et Obj₂ ($\times 20$; ON 0.40) constituent un collimateur du faisceau généré.
- Un analyseur de spectre optique fibré permet la collecte du spectre du faisceau généré. Plusieurs fibres optiques couplées avec cet analyseur ont été sélectionnées afin d'injecter selon l'intensité du faisceau signal/ idler généré. Cet analyseur doit être synchronisé avec la source Nd :YAG pour la collecte maximale de photons afin de garantir une meilleure précision de la mesure.

III.4. Caractérisation des échantillons PPLT-2D

Dans cette thèse, nous nous intéressons à la génération des longueurs d'onde dans l'infrarouge proche et l'infrarouge moyen, sur les gammes spectrales [700 - 990] nm et [1100-1600] nm pour le signal et l'idler, respectivement. Pour ce faire, nous avons conçu, en collaboration avec le Professeur L-H. Peng de la *National Taiwan University*, des échantillons PPLT-2D ayant un réseau carré $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$ avec un taux de remplissage 38%. Aussi, d'autres échantillons ont été réalisés avec un réseau hexagonal de même pas et même taux de remplissage. Le choix de ces deux réseaux offre la possibilité de comparer leurs performances en termes de spectre généré et d'efficacité de conversion

Les cristaux PPLT-2D provenant de l'université NTU de Taiwan ont été par la suite préparés, au niveau de l'atelier optique du LPL, en faisant un polissage de leurs tranches pour minimiser les pertes de réflexion. Ce polissage permet d'avoir des surfaces parallèles au réseau 2D pour que l'angle d'incidence au niveau de la surface de l'échantillon soit perpendiculaire au réseau 2D.

III.4.1. Effet de la température

Pour évaluer la réponse du réseau carré du cristal PPLT-2D, décrite dans le chapitre II, nous avons procédé à la mesure spectrale en fonction de la température dans la direction colinéaire, parallèlement à la pompe et au

vecteur $\mathbf{K}_{1,0}$. La Figure III.5 illustre la variation du signal et de l'idler générés lorsque la température varie dans l'intervalle [78-160] °C. Les spectres [774-794] nm et [1608-1707] nm correspondent au signal et à idler, respectivement. A noter que la variation de l'idler (1.2 nm/°C) est plus importante par rapport à celle du signal (0.24 nm/°C). Il est plus intéressant de générer des sources large bande émettant dans le domaine spectral de l'idler en contrôlant leur spectre en fonction de la température. Le bon choix des coefficients de l'équation de Sellmeier est très important pour déterminer la dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la température. Plusieurs travaux ont, déjà, rapportés ces coefficients pour les matériaux Stoechiométrique et congruent de Niobate de Lithium (LiNbO_3) et Tantalate de Lithium (LiTaO_3) [20, 21, 29]. Tous les cristaux PPLT-2D utilisés dans cette thèse ont été fabriqués en utilisant le Tantalate de Lithium congruent. *Meyn et Fejer* ont rapporté les coefficients de Sellmeier du matériau congruent de LiTaO_3 en démontrant leur dépendance en fonction de la température sur toute sa fenêtre de transparence [5]. A noter que les résultats expérimentaux et ceux de la simulation sont en bon accord.

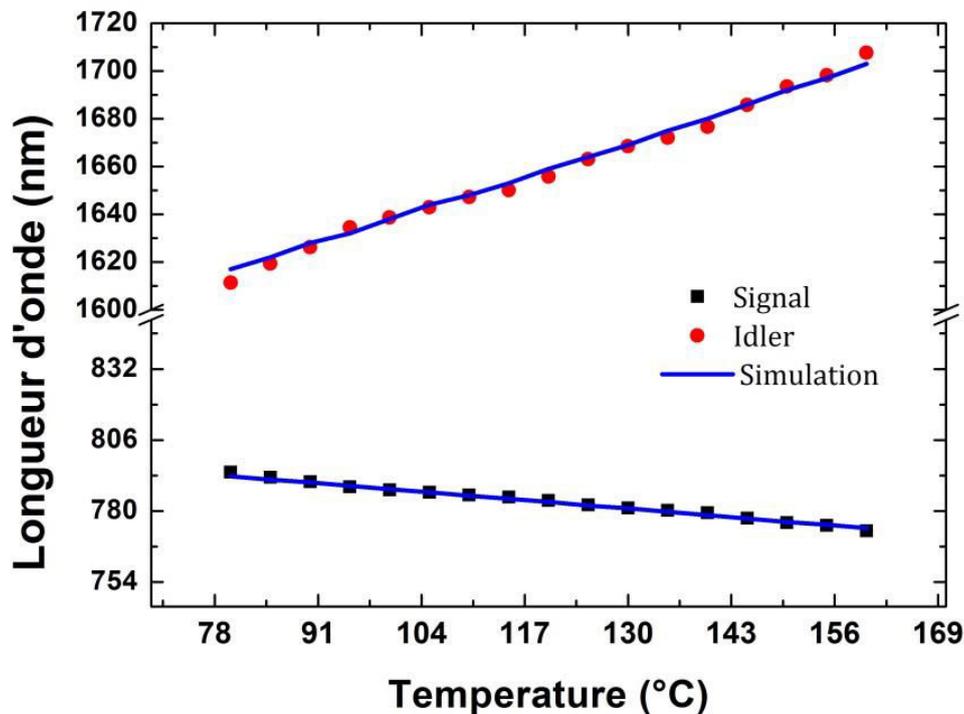


Figure III.5. Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la température pour le processus de la génération paramétrique colinéaire.

III.4.2. Tolérance angulaire

Pour ce faire, nous avons calibré le banc expérimental de sorte que le faisceau du signal à la direction colinéaire soit parfaitement enregistré. Le système qui collecte le spectre est fixé sur la direction colinéaire, dans ce cas le vecteur d'onde du signal est superposé à l'axe des abscisses du réseau réciproque ($\mathbf{k}_s // \mathbf{K}_{1,0}$). En revanche, la pompe change sa direction en changeant l'angle d'incidence dans le cristal. Nous avons enregistré le spectre du signal avec une précision spectrale de 0.05 nm et spatiale de 0.0005° en utilisant l'analyseur du spectre et le moteur pas à pas, cités supra.

La figure III.6 montre la tolérance de la pompe dans un cristal PPLT d'un réseau carré $\Lambda_{x,y} = 8.52 \mu\text{m}$. La longueur d'onde $\lambda_s = 787 \text{ nm}$ générée dans la direction colinéaire par la contribution du vecteur $\mathbf{K}_{1,0}$ est obtenue avec une incertitude $\Delta\lambda_s = \pm 0.44 \text{ nm}$ pour $\theta_p < 1.6^\circ$. Ceci dit, la tolérance angulaire vaut $\Delta\delta_{\text{carré}} = 0.48 \text{ nm}/^\circ$. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec la simulation.

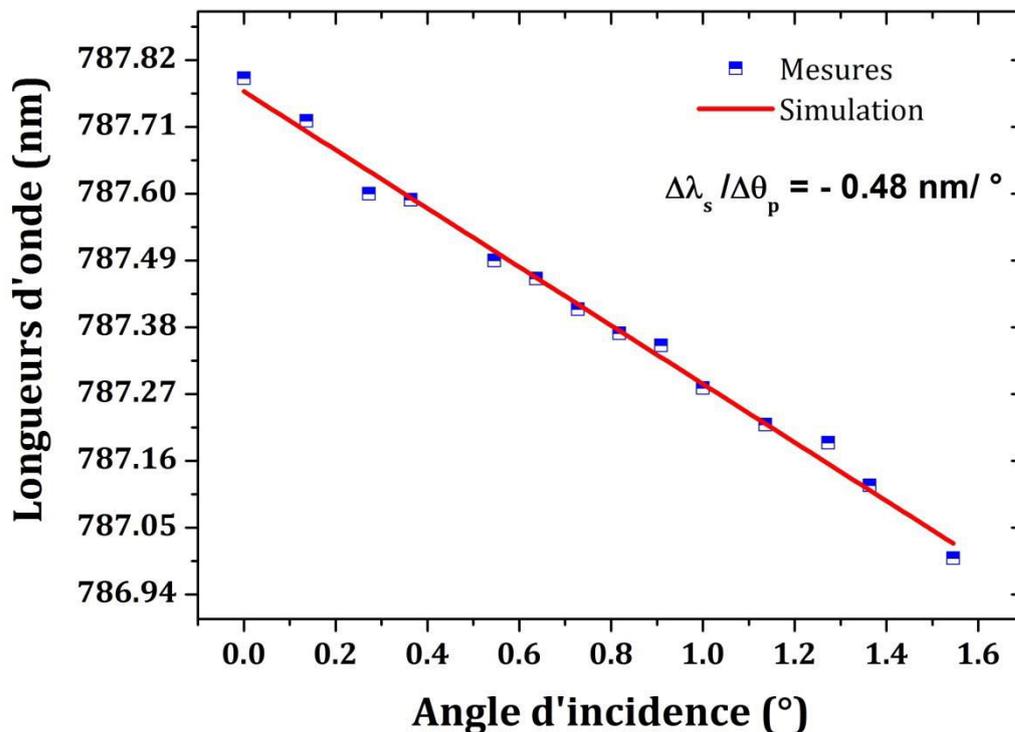


Figure III.6. Tolérance angulaire (angle d'incidence θ_p) dans la direction colinéaire du PPLT ayant réseau carré $\Lambda_{x,y} = 8.52 \mu\text{m}$.

III.4.3. Tolérance en température

Cette étude permet de déterminer la tolérance portant sur la variation des longueurs d'onde en fonction de la température. Ceci implique, la définition de la pente de variation spectrale lorsque la température change graduellement. Nous avons maintenu la même configuration du montage précédent en gardant la pompe sur la direction colinéaire. La température varie dans l'intervalle [80-160]°C.

La figure III.7 illustre cette tolérance en température pour le même cristal PPLT carré. Une variation spectrale [772.5-794] nm est enregistrée lorsque la température change. La tolérance en température est $\Delta\xi_{carré} = 0.25 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$.

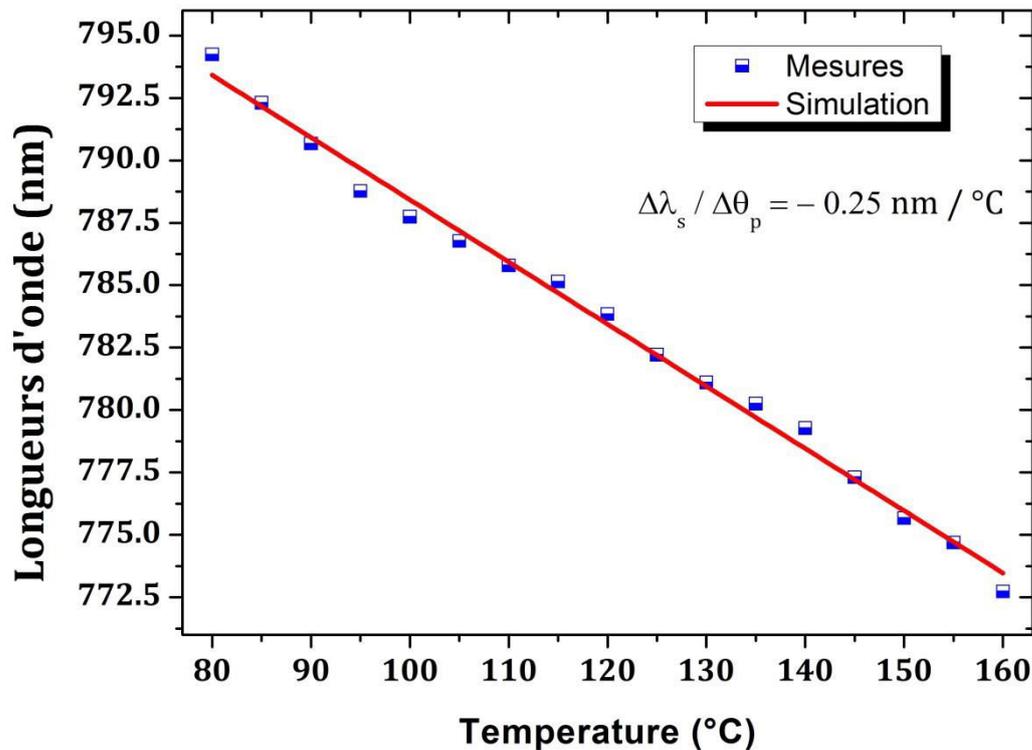


Figure III.7. Tolérance en température dans la direction colinéaire du PPLT ayant un réseau carré $\Lambda_{x,y} = 8.52 \mu\text{m}$.

III.4.4. Tolérance dans un réseau hexagonal

Nous avons conçu un réseau hexagonal de pas $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$ pour réaliser un cristal HexPPLT. Le cristal a été fourni par le Prof. Peng de National Taiwan University.

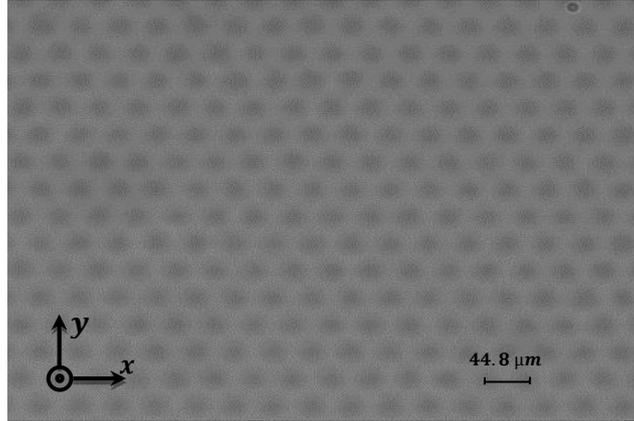


Figure III.8. Image microscopique d'un réseau hexagonal du cristal PPLT, $\Lambda=8.52 \mu\text{m}$, $D=38\%$.

Nous avons maintenu le même pas et taux de remplissage pour déterminer l'influence du motif et du réseau sur la tolérance en température et angulaire par rapport au réseau carré.

Afin de montrer la richesse du HexPPLT en matière de longueurs d'onde générées dans la direction non colinéaire, nous avons pris le cas non colinéaire de l'angle d'incidence $\theta_p = 0.4^\circ$ en enregistrant les longueurs d'onde sur certaines directions, comme le montre la figure III.9. Le spectre du signal s'élargit en fonction de sa direction. Ceci dit, le nombre des vecteurs du réseau réciproque $K_{m,n}$ augmente en fonction de l'angle de sortie du signal θ_s .

Néanmoins, l'intensité du spectre est inversement proportionnelle à la direction du signal. Sur la direction colinéaire, la longueur d'onde du signal est $\lambda_s = 765 \text{ nm}$. Cette longueur d'onde s'atténue graduellement en fonction de l'angle θ_s .

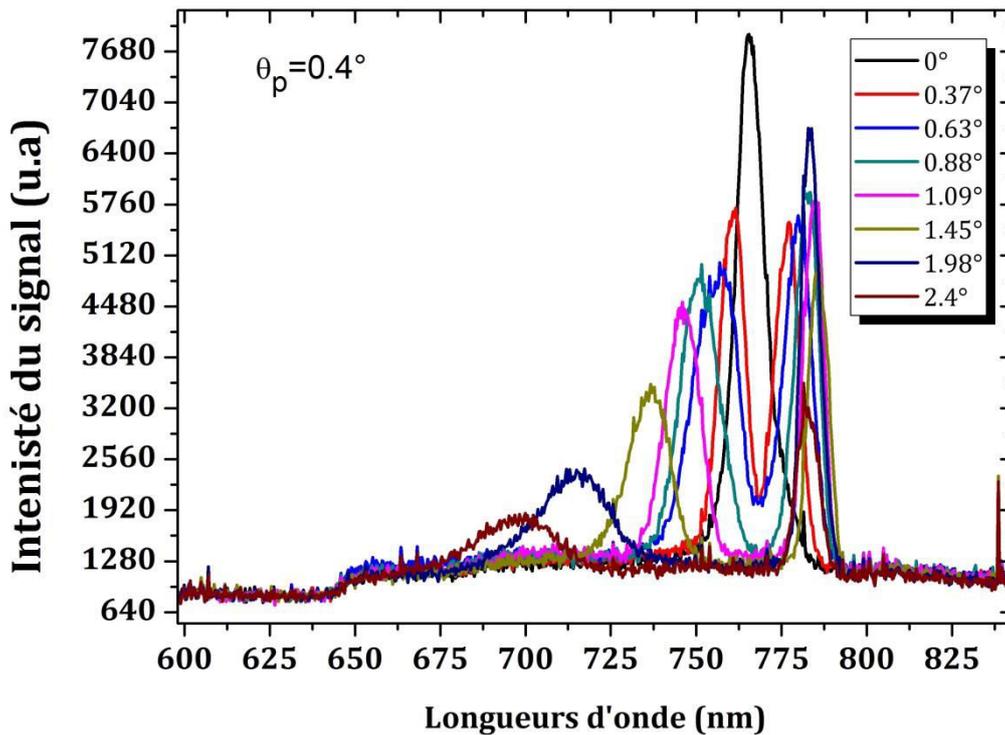


Figure III.9. Spectre enregistré sur la direction non colinéaire du cristal HexPPLT.

III.4.5. Tolérance angulaire

Le même montage exploité pour le réseau carré est utilisé pour l'étude de la tolérance angulaire pour le cas d'un réseau hexagonal. La figure III.10 montre la tolérance angulaire du signal dans un cristal HexPPLT. Sur le même intervalle spectrale $[0-1.6]^\circ$, que pour le réseau carré, les longueurs d'onde du signal générées par le processus de la GPO sont comprises dans l'intervalle $[757-767]$ nm. La tolérance vaut $\Delta\delta_{Hex} = 6.62 \text{ nm}/^\circ$.

En comparant ce résultat avec celui du réseau carré, $\Delta\delta_{carré} = 0.48 \text{ nm}/^\circ$, nous constatons que $\Delta\delta_{Hex} = 14 * \Delta\delta_{carré}$. Généralement, le cristal HexPPLT est recommandé pour les sources accordables large bande. En outre, le cristal PPLT-carré permet d'avoir une grande stabilité en termes de longueurs d'onde générées dans la direction colinéaire. Les résultats de simulation sont en très bon accord avec ceux de l'expérience.

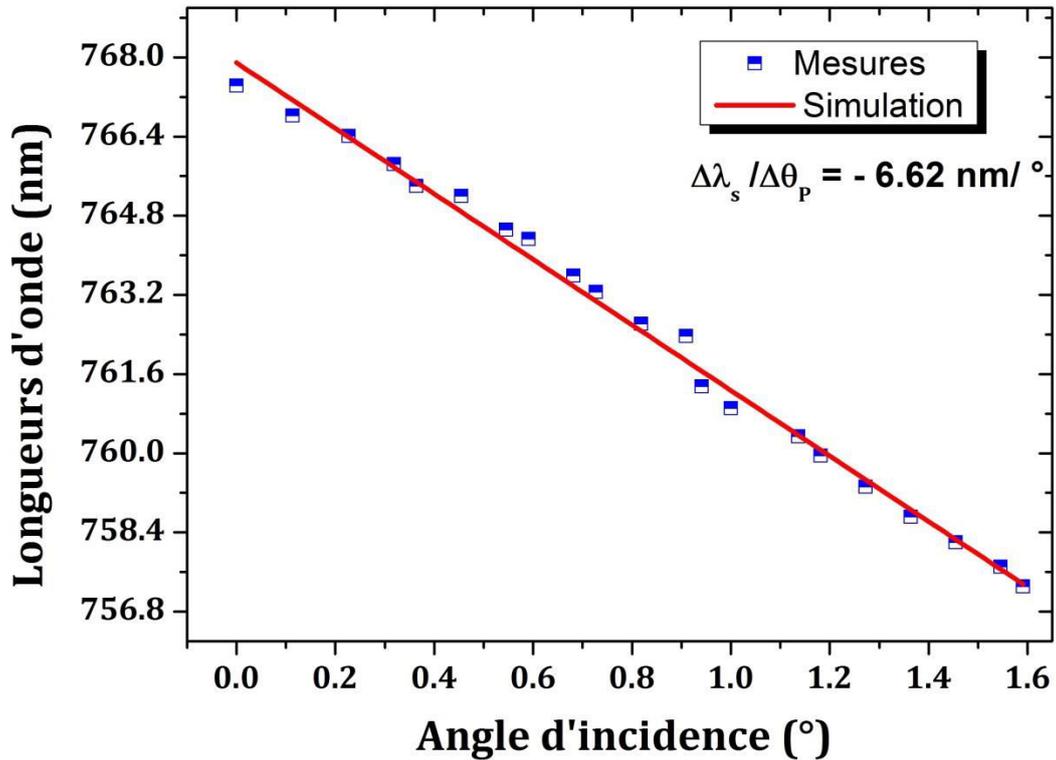


Figure III.10. Tolérance angulaire (angle d'incidence θ_p) dans la direction colinéaire du PPLT ayant réseau hexagonal $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$.

III.4.6. Tolérance en température

Cette étude permet de vérifier la sensibilité du type de réseau à la température. La figure II.11 illustre la variation des longueurs d'onde du signal en fonction de la température pour le même intervalle [80 -135] °C. Les longueurs d'onde générées varient dans l'intervalle [765-778] nm. La tolérance correspondante est $\Delta\xi_{\text{Hex}} = 0.23 \text{ nm}/^\circ\text{C}$.

En comparant avec la tolérance en température du réseau carré, $\Delta\xi_{\text{carré}} = 0.25 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, nous constatons que $\Delta\xi_{\text{Hex}} \approx \Delta\xi_{\text{carré}}$. Par conséquent, le type de réseau n'influe pas beaucoup sur la tolérance en température. Les résultats expérimentaux sont en accord avec la simulation.

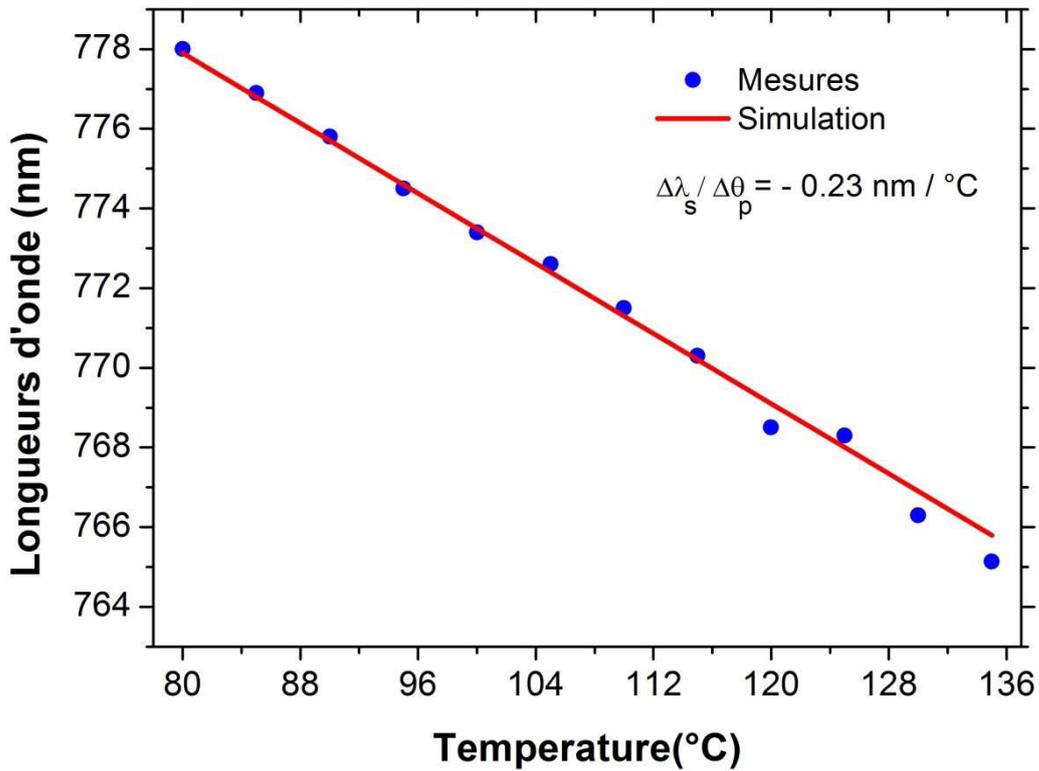


Figure III.11. Tolérance en température dans la direction colinéaire du PPLT ayant un réseau hexagonal $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$.

III.4.7. Génération large bande dans les PPLT -2D

Le processus de la génération paramétrique multilongueurs d'onde génère des faisceaux signal (idler), spatialement dispersés. Pour un angle d'incidence $\theta_p = 1.2^\circ$ en mettant le système de détection sur une distance la plus proche possible du cristal PPLT-2D et sur la direction colinéaire du Signal. Cette configuration permet de collecter un spectre large bande qui couvre toutes les longueurs d'onde sortantes qui sont spatialement dispersées. Nous avons relevé le spectre du signal à l'aide d'un détecteur large bande, comme le montre la Figure III.12.

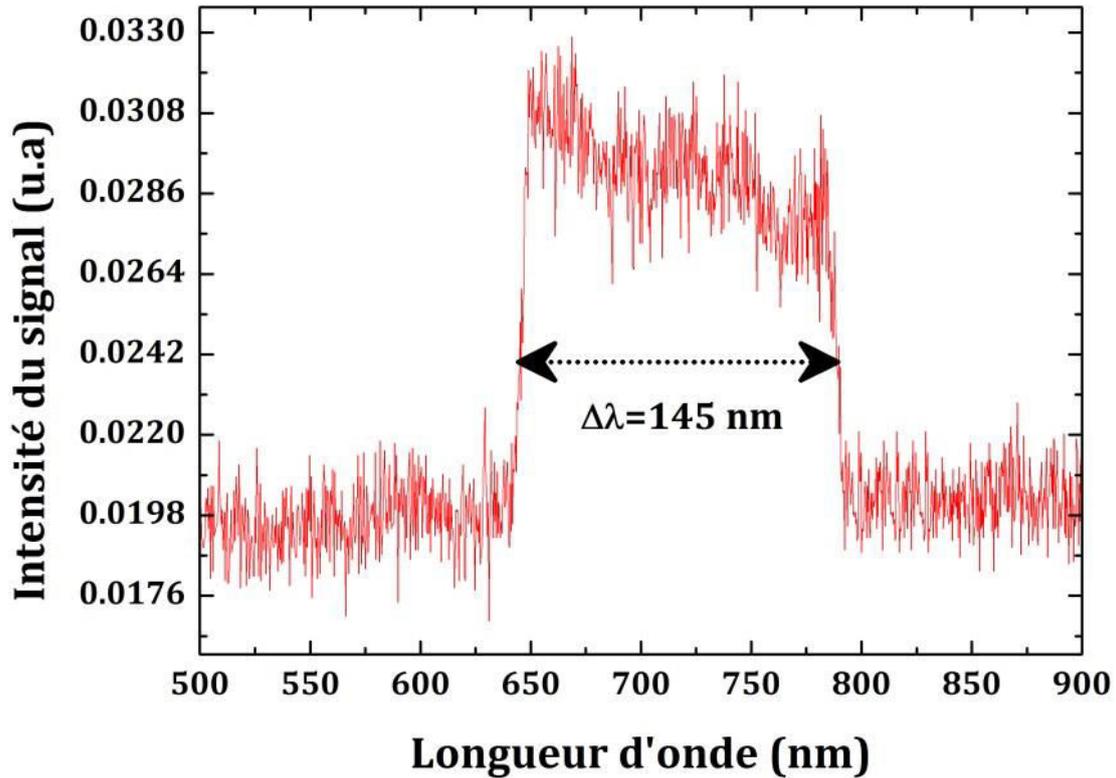


Figure III.12 Génération paramétrique large bande du signal pour PPLT-2D ayant un réseau carré $\Lambda_{x,y} = 8.52\mu\text{m}$; pour $\theta_p = 0^\circ$, $T = 110^\circ\text{C}$.

Ce spectre s'étale sur l'intervalle 646 nm - 789 nm, soit une largeur spectrale $\Delta\lambda = 145$ nm, dû aux comportements de trace (*retracing behaviours*) de différents processus de QAP, qui ne sont pas trop éloignés du point de dispersion de la vitesse du groupe zéro du matériau [9]. Ce comportement peut être interprété par l'intersection des courbes des vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$ présentées dans la figure II.9. Ce résultat, dans le réseau carré, montre que la contribution simultanée des vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$ pourrait générer un spectre large dû à la dégénérescence spectrale [1].

La génération de ce spectre large pourrait être due à d'autres effets non linéaires qui ne sont pas, forcément, quadratiques. Une autre approche ayant trait aux effets en cascade quadratique pourrait être vérifiée pour la génération large bande [9].

III.4.8. Acceptance en température

Nous nous intéressons à la détermination de la température optimale pour laquelle il y a une meilleure efficacité de conversion de la pompe par le processus

de la génération paramétrique. On maintient toujours la première configuration de l'expérience pour faire des mesures dans la direction colinéaire. Dans cette configuration, k_p , k_s , k_i et $K_{1,0}$ correspondent aux vecteurs d'onde de la pompe, du signal, de l'idler et au vecteur du réseau réciproque, respectivement, sont parallèles. Le signal et l'idler ont été, expérimentalement, obtenus aux longueurs d'onde 785 nm et 1647.51 nm , respectivement (figure III.7).

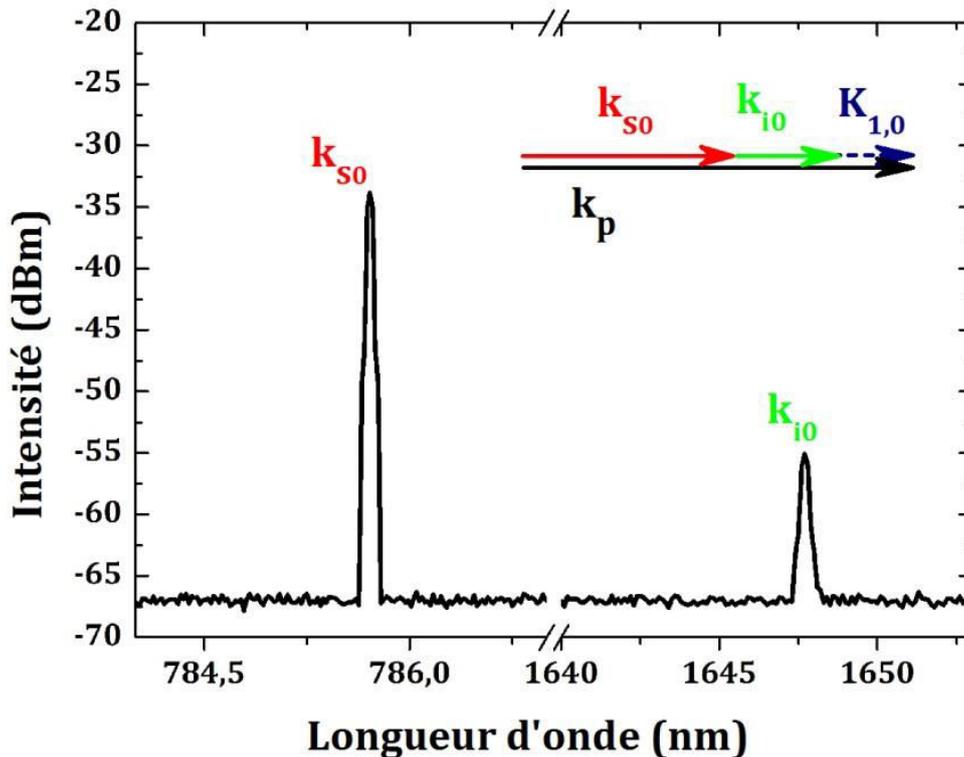


Figure III.13. Processus de la génération paramétrique colinéaire

La Figure III.8 montre la variation de la puissance du signal 785 nm , généré dans la direction colinéaire, en fonction de la température dans l'intervalle $[80-140] \text{ }^\circ\text{C}$. Le choix de cet intervalle permet de protéger le cristal PPLT-2D contre l'effet photoréfractif. Aussi, l'énergie de la pompe ne dépasse pas le seuil 25 MW/cm^2 qui est faible par rapport au seuil d'endommagement du cristal 200 MW/cm^2 . Le signal a une énergie maximale pour une température $T=110^\circ\text{C}$. Cette dernière est fixée pour toutes les mesures sur le réseau carré PPLT-2D car elle présente la température du quasi-accord de phase T_{QAP} . Comme nous avons vu dans la section III.4.6, la tolérance en température est un paramètre important définissant l'intervalle en température pour lequel le processus QAP est atteint [2].

Un autre constat sur la Figure III.14 est l'acceptance en température qui vaut 7°C . L'augmentation de la température du cristal modifie le pas du réseau en créant une petite dilatation du matériau. Ceci implique l'apparition des processus paramétriques par la contribution simultanée des vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$ [1].

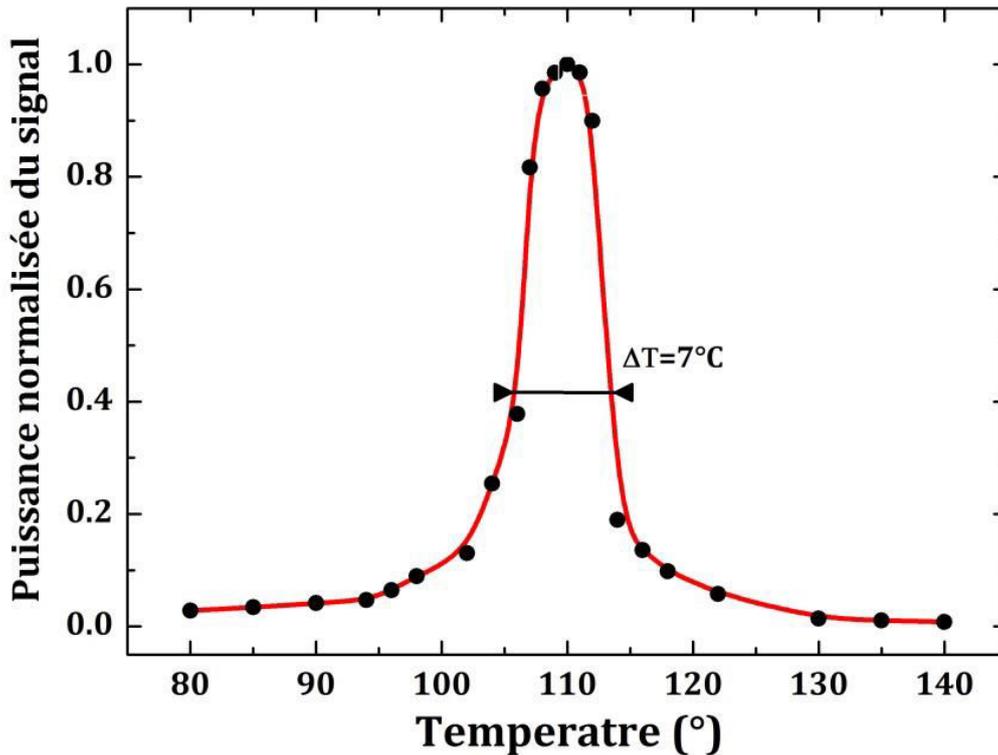


Figure III.14. Puissance du signal généré en fonction de la température.

Fejer *et al.* ont démontré que l'interpolation des mesures de la figure III.14 devrait être une fonction sinus cardinal au carré $\text{sinc}^2(\Delta kL/2)$ [5]. L'acceptance en température ΔT est définie comme étant l'écart en température par rapport à la température du quasi-accord de phase $\Delta T_{QAP} = 110^\circ\text{C}$ pour une longueur de cristal L . Dans notre cas, nous n'avons pas pu obtenir l'allure *sinc* à cause des conditions expérimentales à savoir la divergence de la pompe et sa puissance, la longueur du cristal, la qualité du traitement de ces faces et la précision thermique du contrôleur de température. Neil *et al.* ont montré que l'observation expérimentale de l'allure *sinc* dépend de l'efficacité de conversion des interactions colinéaires du processus de la génération paramétrique optique [14]. L'observation de *sinc* est quasiment impossible dans le cas de la génération paramétrique non colinéaire.

Il faut noter que l'acceptance en température dans les réseaux 2D est toujours importante par rapport aux réseaux 1D à cause du degré de liberté supplémentaire des vecteurs $K_{m,n}$ par rapport au vecteur K_m [3]. Cette acceptance dépend notamment de la largeur spectrale de la source, de la déplétion de la pompe et du phénomène du Walk-off entre la pompe et les longueurs d'ondes générées [1].

III.4.9. Acceptance angulaire

L'angle d'acceptation est défini comme l'angle planaire sur lequel le module du vecteur d'onde, pour le processus de génération paramétrique, n'est pas supérieur à π/L , où L représente la longueur du cristal [31].

La détermination de l'acceptance angulaire est très importante au regard de la tolérance angulaire $\Delta\theta_p$ pour laquelle nous admettons que la direction colinéaire du signal (idler) est toujours maintenue. La puissance du signal décroît à cause de l'augmentation du *Walk-off* entre la pompe et le signal qui est inversement proportionnel à l'efficacité de conversion. Cette tolérance dépend du facteur de qualité de la pompe, de l'alignement du banc expérimental, de la résolution angulaire du plateau de rotation et de la qualité du réseau 2D dans le cristal PPLT. Cette dernière est très délicate parce qu'elle montre l'erreur commise sur la fabrication du réseau avec un pas homogène et identique sur toute la surface. Dans la figure III.15, deux pics sur les directions $\pm 1.14^\circ$ et $\pm 1.11^\circ$ ont été enregistrés dont les directions sont symétriques, en tenant compte des erreurs de mesure. Cette augmentation de la puissance du signal est due au processus de la GPO couplée résultant de la contribution simultanée de plusieurs vecteurs $K_{m,n}$ [1].

Lorsque les longueurs d'ondes générées et la pompe se propagent dans la direction colinéaire, l'acceptance angulaire est relativement faible. L'angle d'acceptation typique correspondant pour les interactions colinéaires est de l'ordre 1 *mrad*. Plus les interactions non colinéaires sont favorables, plus l'acceptance angulaire est grande [31]. Fejer *et al.* ont démontré que l'efficacité de conversion est inversement proportionnelle avec l'acceptance angulaire qui n'est rien d'autre que le phénomène du " *Walk-off* " [20]. En effet, la condition de quasi accord de phase (QAP) dans les réseaux 2D, qui présente une grande flexibilité pour l'atteindre, est similaire à la dépendance angulaire de l'indice extraordinaire

pour l'accord de phase par biréfringence (APB). Le waist de la pompe joue un rôle important dans la détermination de l'acceptance angulaire. Plus le waist est petit, plus l'acceptance est faible.

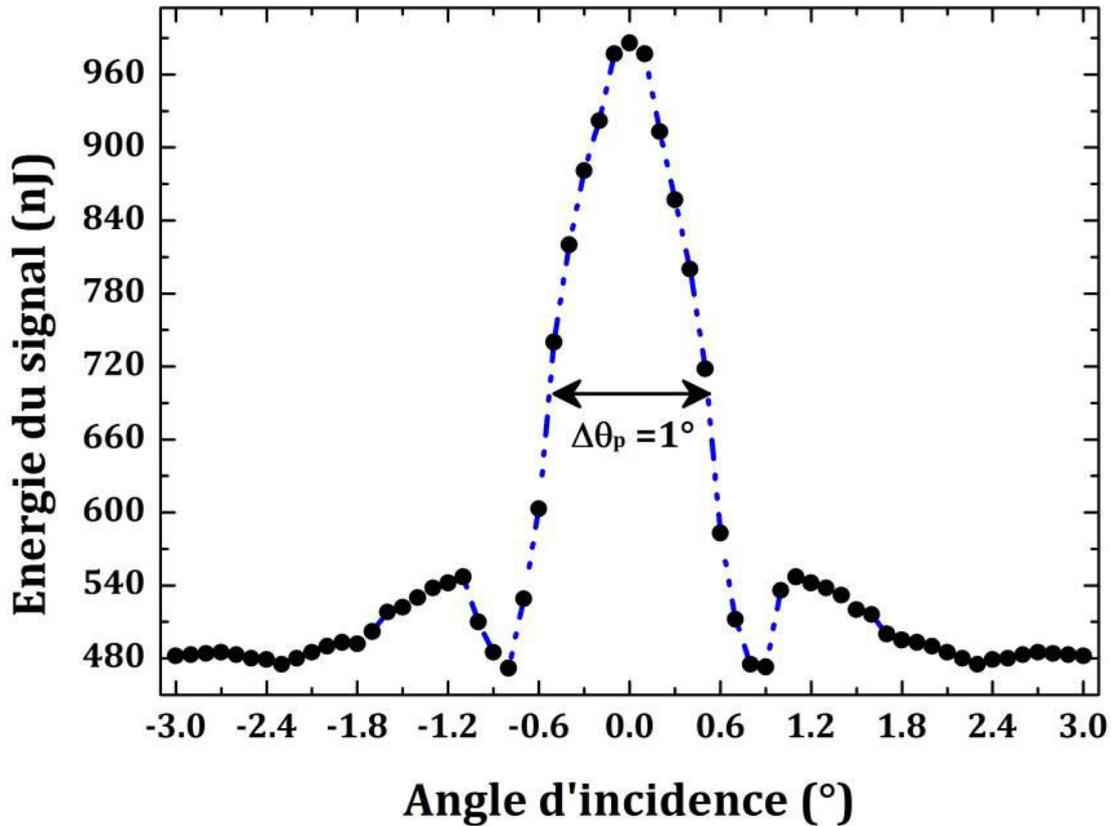


Figure III.15. Acceptance angulaire du cristal PPLT-2D $\Lambda_{x,y} = 8.52 \mu m$.

III.4.10. Acceptance spectrale

La largeur spectrale sur laquelle la génération paramétrique peut se produire dans un cristal non linéaire de 1 cm est généralement faible. A l'angle et à la longueur d'onde centrale, la largeur de la bande spectrale augmente de manière significative et peut atteindre une largeur de bande spectrale $1 \mu m$ dans un cristal de longueur 1 cm [31]. L'acceptance spectrale est inversement proportionnelle au carré de la longueur du cristal.

Les composantes spectrales de la pompe peuvent contribuer à la satisfaction de la condition de l'accord de phase. Ceci dit, la génération des longueurs d'onde supplémentaires sont semblables à la longueur d'onde centrale. Aussi, d'autres longueurs d'onde, générées par les composantes spectrales de pompe, ne participe

pas à l'accord de phase. Ces longueurs d'onde ayant une longueur de cohérence supérieures à celle du cristal pourraient émerger dans le cristal avec des puissances faibles.

Maintenant, nous nous intéressons à identifier les vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$ impliqués dans le processus du QAP-GPO en définissant les mécanismes de conversion de fréquences dans le cristal PPLT-2D.

III.5. Génération paramétrique commune

Dans un réseau 2D, les vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$ pourraient contribuer simultanément dans des processus concurrents de la génération paramétrique [4]. Les longueurs d'onde du signal et de l'idler dégénérées sont spatialement et spectralement séparées. Néanmoins, un seul vecteur peut générer plusieurs longueurs d'onde du signal et idler et ce, dans la direction colinéaire ou non colinéaire. Ce processus sera appelé GPO-VRRC (à Vecteur du Réseau Réciproque Commun) dans la suite du manuscrit.

Nous nous sommes intéressés à identifier les processus GPO- VRRC dans la direction quasi-colinéaire.

Etant donnée le réseau carré $\Lambda_{x,y} = 8.52 \mu m$ du cristal PPLT-2D, si la pompe est dans la direction colinéaire et à la température $T_{QAP}=110^\circ C$, les longueurs d'onde du signal λ_s , générées par les contributions des vecteurs $\mathbf{K}_{1,0}$, $\mathbf{K}_{1,\pm 1}$ et $\mathbf{K}_{1,\pm 2}$, en fonction de leurs angles internes de sortie θ_s sont présentées sur la Figure III.10. Les angles θ_s sont calculés à l'aide de l'expression suivante :

$$\theta_s = \pm \arcsin \left(\frac{\alpha \cdot \gamma \pm \sqrt{(\alpha \gamma)^2 - (\alpha^2 + \beta^2) \cdot \beta^2}}{\alpha^2 + \beta^2} \right) \quad (3.3)$$

avec

$$\begin{aligned} \alpha &= 2k_s \left[K_{m,n} \cos(\theta_{m,n}) - k_p \cos(\theta_p) \right] \\ \beta &= 2k_s \left[K_{m,n} \sin(\theta_{m,n}) - k_p \sin(\theta_p) \right] \\ \gamma &= k_p^2 + k_s^2 + K_{m,n}^2 - k_i^2 - 2k_p K_{m,n} \cos(\theta_p - \theta_{m,n}) \end{aligned}$$

Où \mathbf{K}_p , \mathbf{K}_s et \mathbf{K}_i sont les vecteurs d'onde de la pompe, du signal et de l'idler, respectivement. Les processus paramétrique du signal à $\mathbf{K}_{1,0}$ commun sont définis par un intervalle spectral $\Delta\lambda_{VRC} = [773 - 786] \text{ nm}$ et des angles de sortie $|\Delta\theta_{VRC}| < 1.14^\circ$. La direction quasi colinéaire du signal n'est rien d'autre que $\Delta\theta_{VRC}$. *Chih-Wei Hsu* a défini cette direction comme étant la configuration pour laquelle au moins deux vecteurs sont superposés parmi ceux de la pompe, du signal et du réseau réciproque $\mathbf{K}_{1,0}$. Dans notre cas, la pompe et le vecteur $\mathbf{K}_{1,0}$ sont parallèles. Par contre, la direction du signal varie dans l'intervalle $\Delta\theta_{VRC}$. L'efficacité de conversion de cette configuration présente un grand avantage parce qu'elle est proche de celle de la direction colinéaire dans un réseau 1D [5].

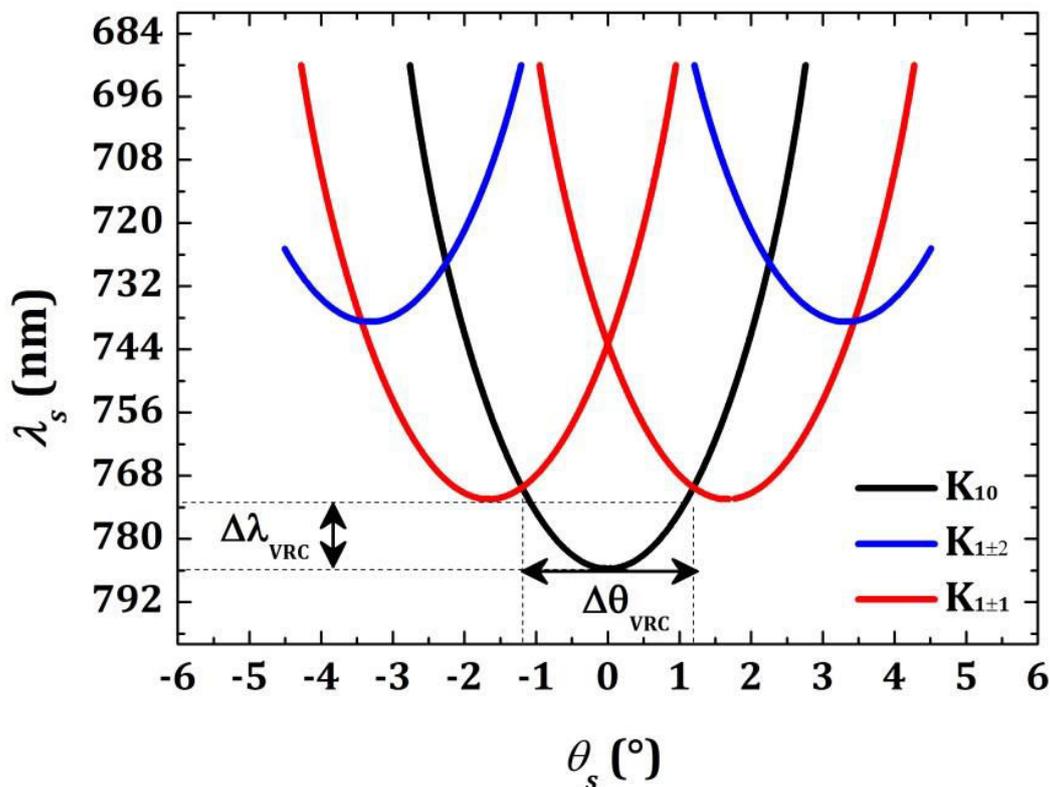


Figure III.16. Les longueurs d'onde du signal en fonction de leur direction pour $\theta_p = 0^\circ$.

Le spectre mesuré de ces processus GPO-VRRC est présenté sur la Figure III.17 avec un analyseur de spectre optique à haute résolution (0.02 nm). Nous observons huit pics qui sont proches en termes de longueurs d'onde et d'angles, comme le montre le Tableau III.1. Leurs intensités décroissent de -50 dBm à -64 dBm lorsque leurs directions changent de 0.19° à 0.41° . L'intensité de ces pics est grande si et seulement si le quasi-accord de phase est parfait. Il faut noter que

huit autres pics, symétriques aux huit premiers, ont été enregistrés sur les angles négatifs et ce, du fait que le réseau est bien symétrique et que la pompe est dans la direction colinéaire.

Tableau III-1. Longueur d'onde et angle des processus de GPO- $K_{1,0}$ dans un cristal PPLT-2D

| | $K_{1,0}$ | | | | | | | |
|------------------|-----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| λ_s (nm) | 784.6 | 784.4 | 784.3 | 783.8 | 783.6 | 783.4 | 782.8 | 782.5 |
| θ_s (°) | 0.19 | 0.24 | 0.27 | 0.31 | 0.34 | 0.38 | 0.39 | 0.41 |

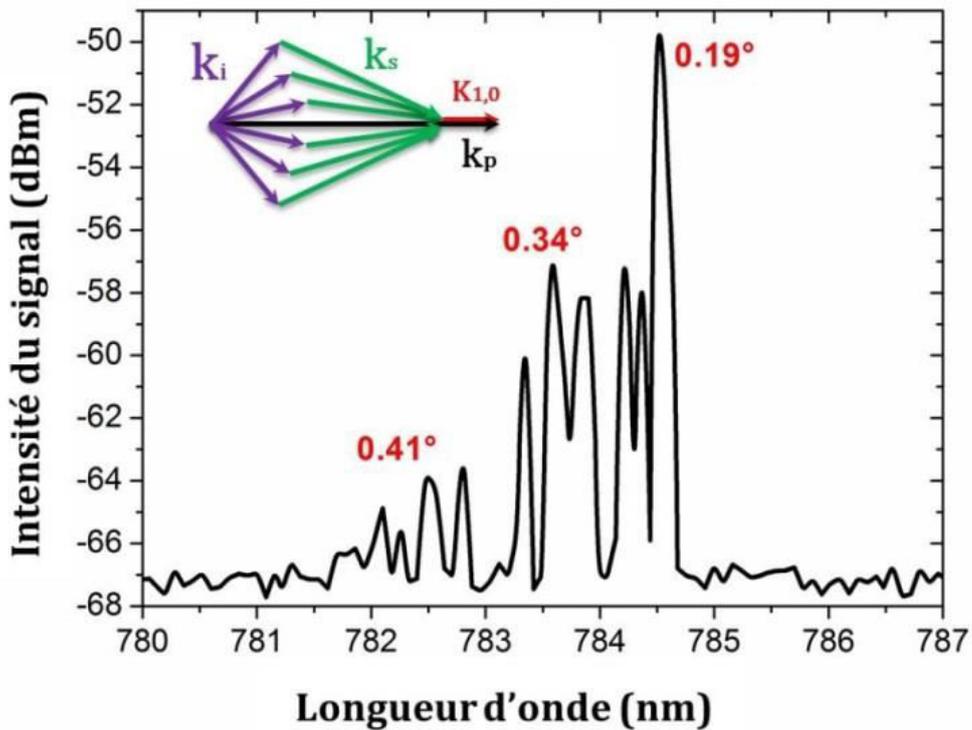


Figure III.17. Spectre de la configuration GPO-VRRC pour un réseau carré du cristal PPLT-2D.

Nous remarquons un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux de la simulation. Le nombre de ces pics dépend de la résolution spectrale et spatiale de notre banc expérimental. Ceci dit, la génération paramétrique multilongueurs est possible même avec les interactions paramétriques -VRRC. Ces derniers trouvent des applications pour la réalisation des sources lasers accordables [6].

III.6. Génération de deux faisceaux communs

Dans cette partie, nous allons étudier expérimentalement la configuration des processus de la génération paramétrique de deux faisceaux du signal (idler) communs GPO-SC (GPO-IC) par la contribution des vecteurs $\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,\pm 1}$. Nous nous sommes intéressés aux ordres inférieurs des vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$ à cause de leur effet significatif sur les interactions de la génération paramétrique optique.

L'angle d'incidence de la pompe est colinéaire par rapport au réseau ($\mathbf{K}_p // \mathbf{K}_{1,0}$). Les processus GPO-signal commun (SC) (GPO- idler commun (IC)) ont les propriétés anti-corrélation du bruit, qui pourraient être utilisés pour l'optique quantique et les télécommunications optiques [7]. Ces longueurs d'onde du signal (idler) dégènèrent lorsque les courbes, sur la Figure III.16, des vecteurs $\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,\pm 1}$ se croisent. Sachant que le gain paramétrique optique correspond à cette configuration peut s'écrire par l'Eq. 2.22. Ce gain peut être augmenté par la contribution multiple des vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$ [8]. La Figure III.18 montre les diagrammes de QAP possibles pour cette configuration, dans le plan (x, y) d'un réseau carré du cristal PPLT, avec les directions du signal et de l'idler qui ne sont pas colinéaires.

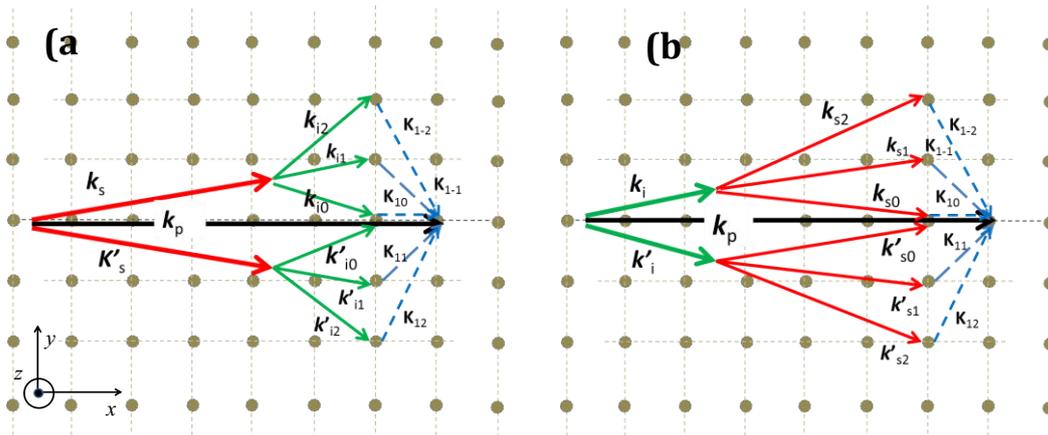


Figure III.18. Diagrammes de QAP pour le processus des deux faisceaux dans un réseau carré du cristal PPLT a) pour signal commun GPO-SC b) pour idler commun GPO-IC.

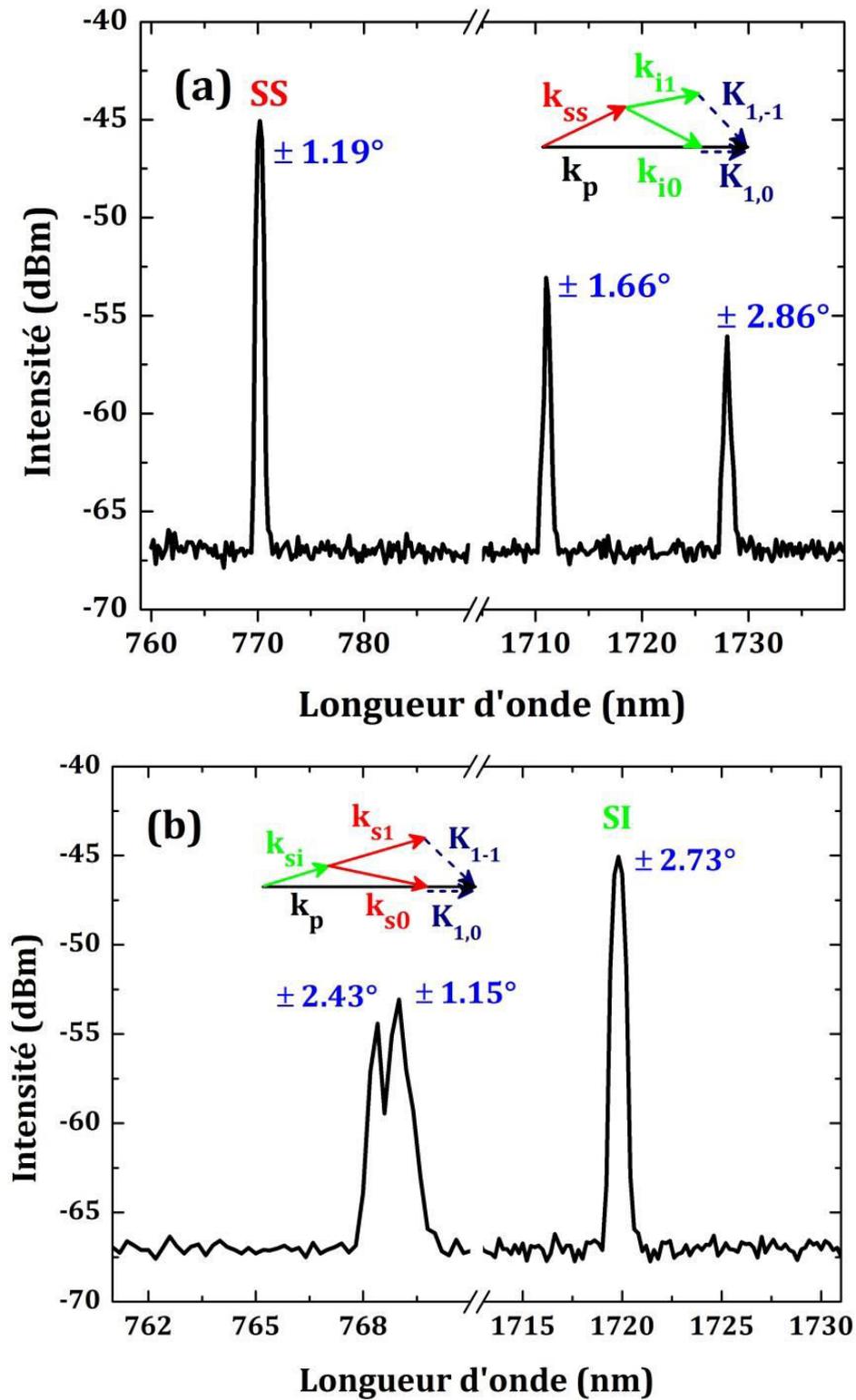


Figure III.19. Processus GPO-deux faisceaux a) Signal Commun (GPO-SC) b) Idler Commun (GPO-IC).

Expérimentalement, les vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,\pm 1}$ impliqués dans les processus GPO-SC et GPO-IC assurent la génération de paires de signal (768 nm, 768.5 nm) et d'idler (1711.4 nm, 1727.9 nm), respectivement, comme indiqués sur la Figure III.19. Les vecteurs \mathbf{K}_p , \mathbf{K}_s et \mathbf{K}_i ne sont pas parallèles entre eux. La Figure III.19.a montre que le signal commun ayant une longueur d'onde 770 nm dans la direction $\pm 1.19^\circ$. Les deux idlers (1711.4 nm ; 1727.9 nm) qui sortent dans les directions $\pm 1.66^\circ$ et 2.86° , respectivement, ont des puissances faibles de 10% par rapport à celle du signal commun.

En outre, l'idler commun 1719.8 nm est dévié d'un angle $\pm 2.73^\circ$ par rapport la direction colinéaire. Les deux longueurs d'onde du signal correspondantes (768.4 nm et 768 nm sortent dans les directions 1.15° et 2.43° , respectivement, comme le montre la Figure III.19.b.

Il est à noter que les spectres, sur la figure III.19, ont été mesurés sur la partie des angles positifs et les mêmes mesures ont été enregistrées sur la partie des angles négatifs.

III.7. Génération de faisceaux jumeaux

Dans cette configuration, il faut que la pompe soit dans la direction colinéaire. Les processus de la génération paramétrique des faisceaux jumeaux (GPO-FJ) sont achevés par la contribution simultanée des deux vecteurs $\mathbf{K}_{1,1}$ et $\mathbf{K}_{1,-1}$ pour générer soit un signal commun soit un idler commun dans la direction colinéaire. Les deux longueurs d'onde d'idler (signal) son dégénérées dans deux directions symétriques par rapport la direction colinéaire à cause de la symétrie du réseau carré, comme le montre la Figure III.20.

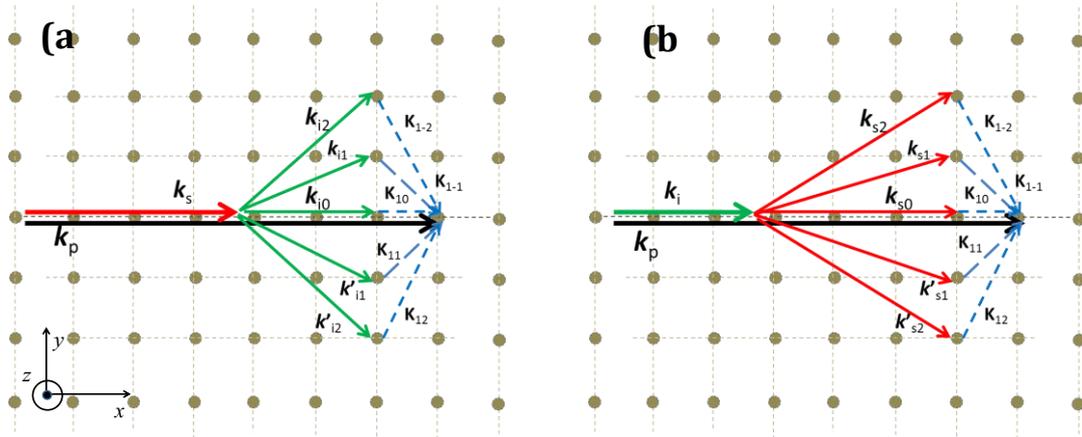


Figure III.20. Diagrammes de QAP pour le processus des faisceaux jumelés dans un réseau carré du cristal PPLT a) pour signal commun GPO-SC b) pour idler commun GPO-IC.

Ce mécanisme permet d'avoir la génération paramétrique des faisceaux jumelés. Pour un signal commun (GPO-SC) (Figure III.21.a) et pour un idler commun (GPO-IC), comme le montre la Figure III.21.b. A la température du travail $T_{QAP} = 110^\circ\text{C}$, La figure III.21.a illustre le processus de la GPO-SC déterminé, expérimentalement, pour une longueur d'onde de 743.4 nm qui est sur la direction colinéaire, parallèlement à la direction de la pompe. L'idler correspondant ayant théoriquement une longueur d'onde de 1876.3 nm n'a pas pu être enregistrée puisque cette valeur se trouve en dehors de la gamme spectrale de notre analyseur de spectre optique.

Quant au processus GPO-IC, la longueur d'onde de l'idler commun est relevée à 1736 nm dans la direction colinéaire. Les deux longueurs d'onde jumelles du signal 765.5 nm sortent dans les directions $\pm 2.38^\circ$, comme il est illustré sur la Figure III.21.b. Dans ce cas, l'intensité du signal est plus faible par rapport à celle de l'idler à cause du Walk-off entre la pompe et le signal optique. Les GPO-VRC, GPO-SC et GPO-IC enregistrés à l'aide du réseau carré $\Lambda_{x,y} = 8.52\ \mu\text{m}$ du cristal PPLT ont été récapitulés sur la Figure III.21. La pompe est, toujours, maintenue dans la direction colinéaire pour avoir une efficacité de conversion paramétrique maximale. Les résultats expérimentaux sont en parfait accord avec ceux de la simulation.

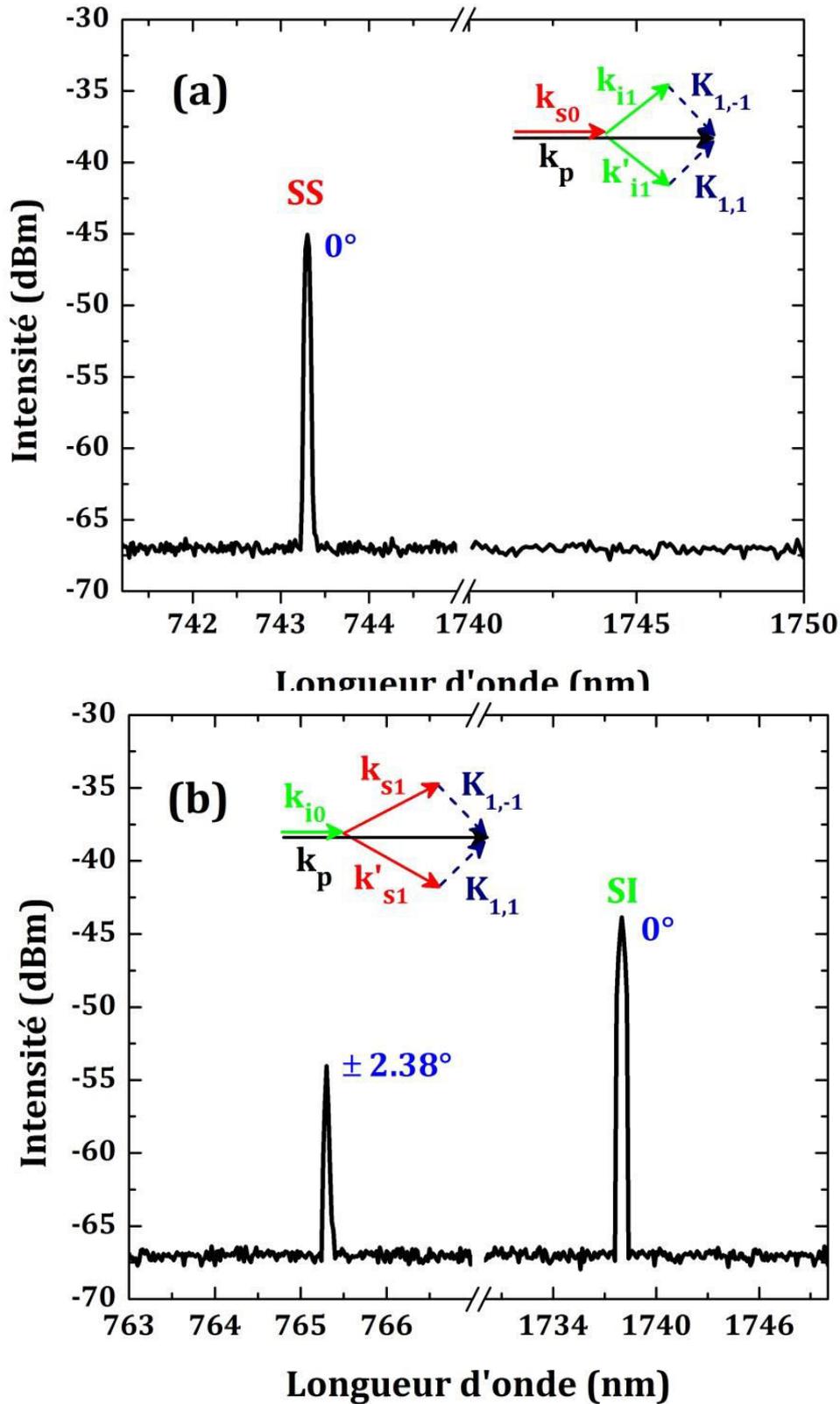


Figure III.21. Processus GPO- faisceaux jumelés a) Signal Commun (GPO-SC) b) Idler Commun (GPO-IC).

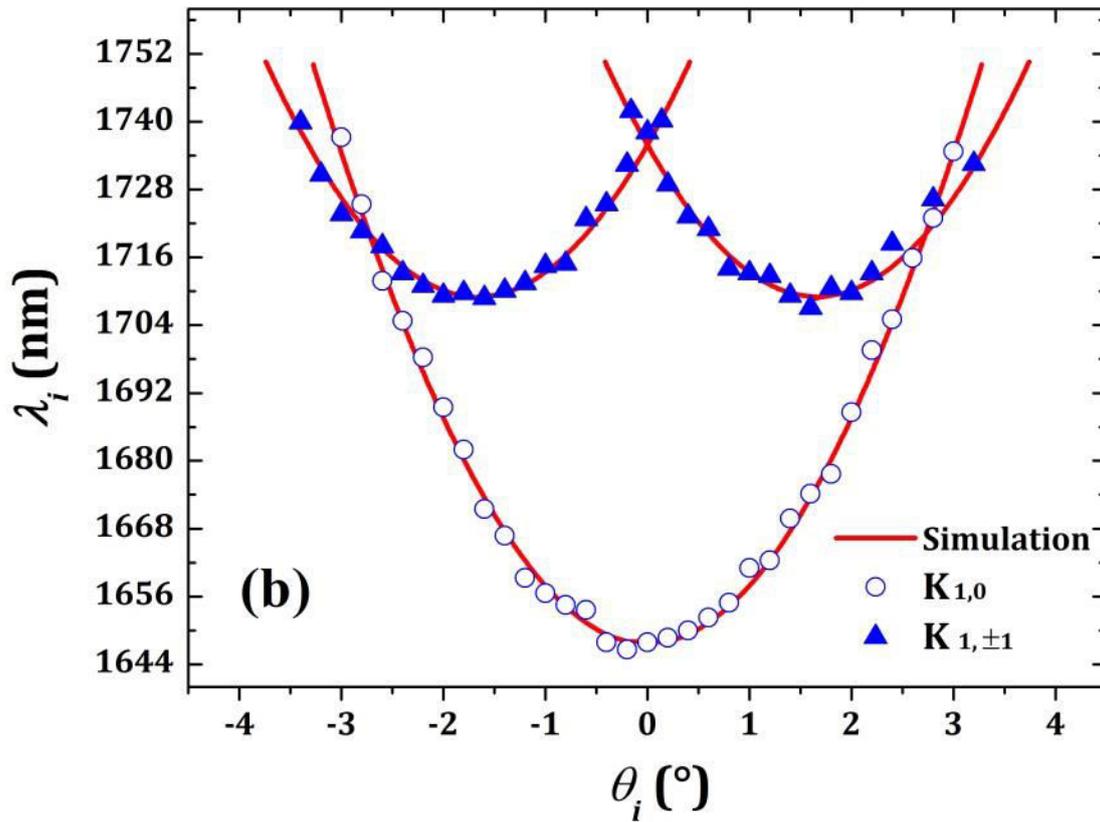
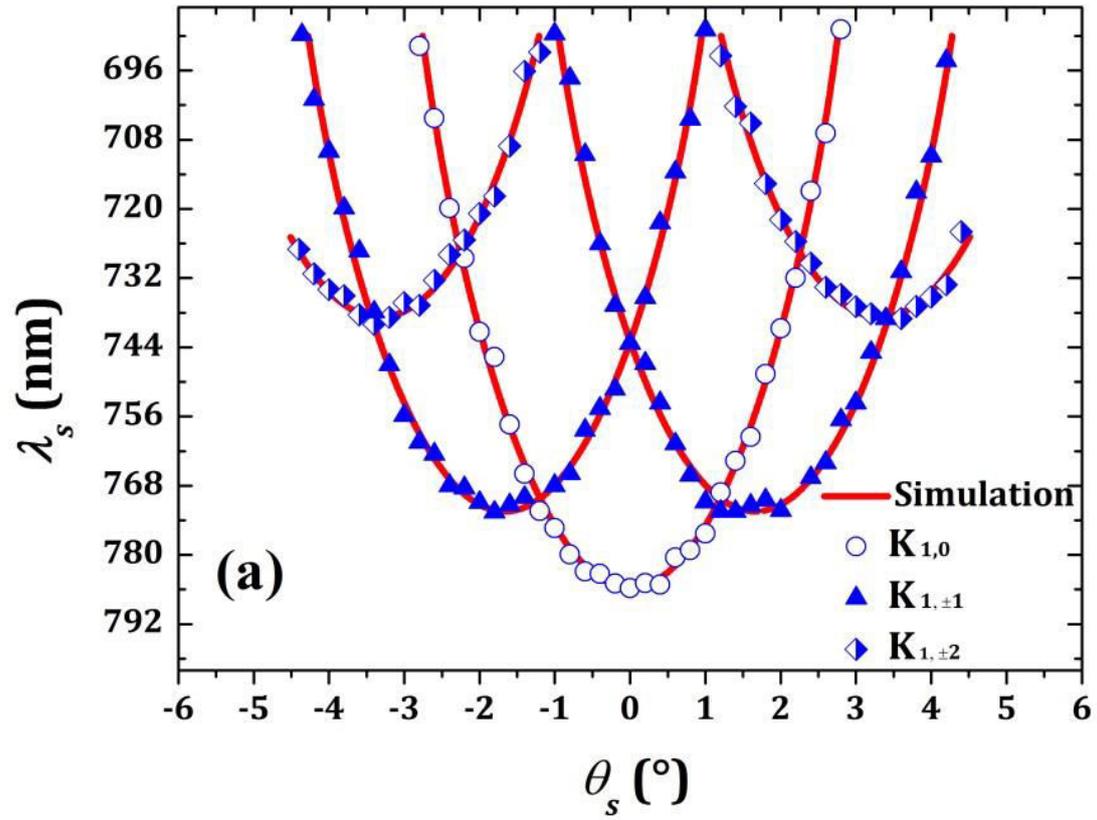


Figure III.22. Différents Processus mesurés GPO-VRC, GPO-SC et GPO-IC
 a) $K_{1,0}$, $K_{1,\pm 1}$ and $K_{1,\pm 2}$ pour le signal, (b) $K_{1,0}$ and $K_{1,\pm 1}$ pour l'idler

Les interactions GPO-SC, présentées sur la Figure III.22.a, sont dominantes par rapport à celles de la GPO-IC (Figure III.22.b). Aussi, les processus de GPO-SC correspondent aux grands angles non colinéaires. Ceci implique un gain paramétrique important grâce à un *Walk-off* faible entre le signal commun et la pompe. Par contre, le gain de l'idler commun est faible par rapport à celui du signal commun à cause du grand *walk-off* entre cet idler commun et la pompe.

D'une façon générale, nous constatons qu'un seul signal (idler) pourrait être généré dans deux directions (780 nm), quatre directions (770 nm) ou bien six directions différentes (756 nm). Ceci pourrait être très important pour les applications multilongueurs d'onde.

III.8. Gestion du gain paramétrique

La figure III.23 montre des exemples de la configuration du processus de quasi-accord de phase colinéaire et quasi-colinéaire dans un réseau carré. Cette direction s'appelle quasi-colinéaire parce que les deux faisceaux parallèles (la pompe et le signal) et l'idler ne sont pas sur la même direction.

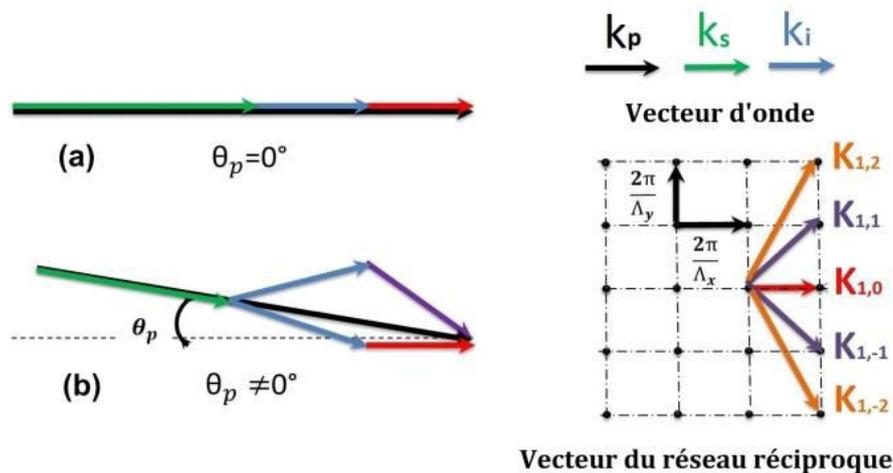


Figure III.23. Configuration géométrique du processus de QAP dans un réseau carré
a) colinéaire b) quasi-colinéaire.

Pour effectuer cette étude, nous avons mis en place une nouvelle configuration expérimentale. Cette configuration du banc expérimental permet de maintenir la pompe et le signal sur la même direction, comme le montre la Figure III.24 et de minimiser le *Walk-off* entre les trois vecteurs d'onde k_p , k_s et k_i de la pompe, du

signal et de l'idler, respectivement. Nous avons opté pour utiliser le même banc décrit précédemment en modifiant le système d'enregistrement des spectres du signal avec leurs puissances. Nous nous sommes intéressés aux mesures du signal mais la même étude pourrait être effectuée pour l'idler. Le moteur pas à pas, sur lequel est placé le four, permet de contrôler aussi bien la vitesse que la position de rotation avec une grande précision.

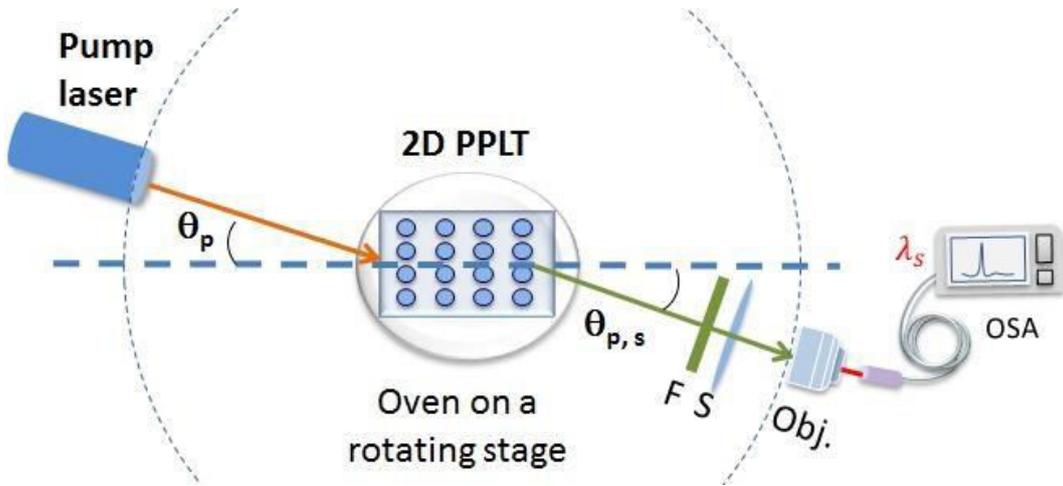


Figure III.24. Banc expérimental adopté pour manager le gain paramétrique optique.

III.8.1. Augmentation du gain paramétrique

Pour la configuration quasi colinéaire, le signal généré se propage, parallèlement, à la direction de la pompe ($\theta_p = \theta_s$), où θ_p et θ_s sont les angles, à l'intérieur du cristal, de la pompe et du signal, respectivement. La résolution du système d'équation 2.20 détermine les angles du signal qui peuvent s'écrire :

$$\theta_s = \pm \arccos \left(\frac{\alpha\gamma \pm \sqrt{(\alpha\gamma)^2 - (\alpha^2 + \beta^2) \cdot \beta^2}}{\alpha^2 + \beta^2} \right) \quad (3.4)$$

avec

$$\alpha = 2k_s (K_{m,n} \cos \theta_{m,n} - k_p \cos \theta_p)$$

$$\beta = 2k_s (K_{m,n} \sin \theta_{m,n} - k_p \sin \theta_p)$$

$$\gamma = k_p^2 - k_s^2 + K_{m,n}^2 - k_i^2 - 2k_p K_{m,n} \cos(\theta_p - \theta_{m,n})$$

Cependant, les longueurs d'onde de l'idler générées par le processus de GPO se propagent dans la direction non colinéaire avec un angle de sortie θ_i . Ce dernier pourrait être déterminé en résolvant le système d'équations 2.20. La contribution du vecteur de réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$, faisant un angle $\theta_{m,n}$ avec la direction colinéaire, permet d'écrire l'angle de l'idler comme suit :

$$\theta_i = \pm \arccos \left(\frac{(k_p - k_s)^2 + (k_i^2 - K_{m,n}^2)}{2k_i K_{m,n}} \right) + \theta_{m,n} \quad (3.5)$$

La figure III.25 illustre les allures tracées par simulations et les longueurs d'ondes du signal mesurées qui sont générées par la contribution simultanée des vecteurs $\mathbf{K}_{1,0}$, $\mathbf{K}_{1,1}$ et $\mathbf{K}_{1,2}$ pour chaque angle d'incidence θ_p dans l'intervalle $[0^\circ-2^\circ]$, à la température $T = 110^\circ\text{C}$. Nous constatons que le vecteur $\mathbf{K}_{1,0}$ génère un signal autour de $\lambda_s = 785.5 \text{ nm}$ aux directions colinéaires et quasi-colinéaire. L'idler correspondant $\lambda_i = 1648 \text{ nm}$ se propage dans les directions colinéaire et quasi-colinéaire et ce, conformément à l'équation 4.1.

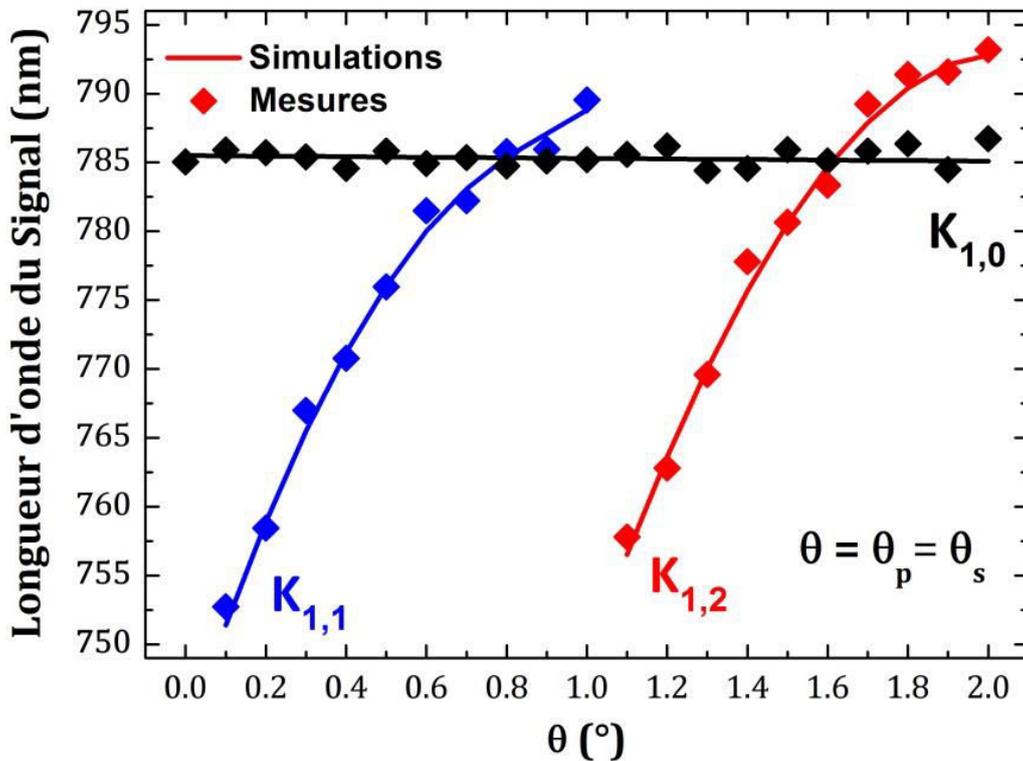


Figure III.25. Longueurs d'onde du signal en fonction de l'angle d'incidence de la pompe pour les contributions des vecteurs $\mathbf{K}_{1,0}$, $\mathbf{K}_{1,1}$ et $\mathbf{K}_{1,2}$, dans un réseau carré du cristal PPLT.

Néanmoins, les longueurs d'onde générées par la contribution des vecteurs $\mathbf{K}_{1,1}$ et $\mathbf{K}_{1,2}$ varient dans les intervalles [752.72 nm-789.67 nm] et [757.35 nm -793.27 nm] lorsque l'angle d'incidence change dans les intervalles [0.12°-1.01°] et [1.12°-2°], respectivement. Ceci dit, les tolérances spectrale et angulaire valent 41.51 nm/° et 40.81 nm/° pour les vecteurs $\mathbf{K}_{1,1}$ et $\mathbf{K}_{1,2}$, respectivement. Nous avons constaté que les allures de la figure III.25 se croisent deux à deux ($\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,1}$) et ($\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,2}$) aux angles d'incidence 0.8° et 1.6°, respectivement. Par contre, les deux allures $\mathbf{K}_{1,1}$ et $\mathbf{K}_{1,2}$ ne se croisent pas. Quand l'angle d'incidence de la pompe croit, la contribution simultanée du couple ($\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,1}$) apparait avant celle du couple ($\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,2}$) à cause de l'efficacité de conversion importante des ordres inférieurs par rapport aux ordres supérieurs des vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$ [2].

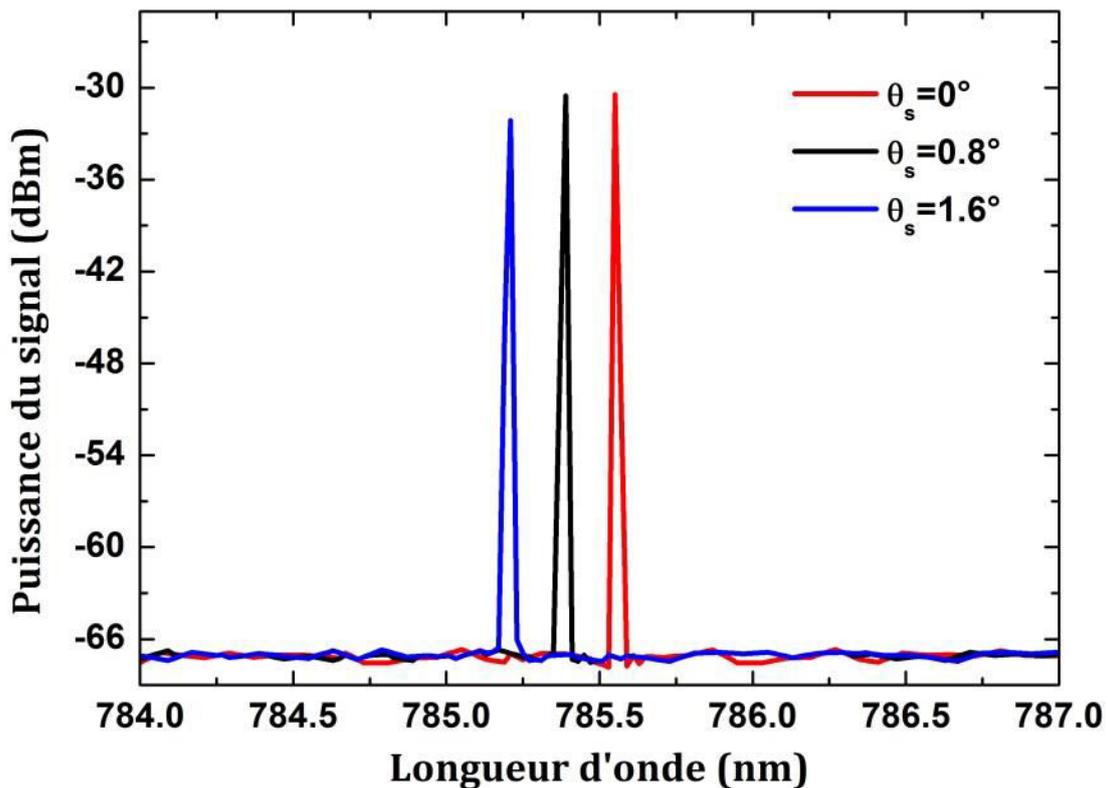


Figure III.26. Spectre du signal généré dans les directions colinéaire et quasi-colinéaires.

La figure III.26 montre le spectre du signal enregistré dans les directions colinéaires et quasi-colinéaires. La largeur spectrale à mi-hauteur de chaque pic est $\text{FWHM} = 30 \text{ pm}$. Les puissances du signal dans la direction colinéaire $\theta_p = 0^\circ$, et

dans les directions quasi-colinéaires $\theta_p = 0.8^\circ$, $\theta_p = 1.6^\circ$ sont, respectivement, $P_{s1} = -30.44 \text{ dBm}$, $P_{s2} = -30.53 \text{ dBm}$ et $P_{s3} = -32.14 \text{ dBm}$ pour les longueurs d'onde $\lambda_{s1} = 785.5 \text{ nm}$, $\lambda_{s2} = 785.4 \text{ nm}$ et $\lambda_{s3} = 785.2 \text{ nm}$.

Nous avons vu dans le chapitre II, que le gain paramétrique dans les structures 2D peut s'exprimer, différemment, dans le cas de l'amplification d'un signal commun (Eq. 2.23) ou d'un idler commun (Eq. 2.25). Nous nous intéressons au premier cas où la génération paramétrique commune du signal est due à la contribution simultanée des couples $(\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,1})$ et $(\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,2})$, comme il est montré sur la Figure III.27. Nous constatons que la puissance du signal due à la contribution unique du vecteur $\mathbf{K}_{1,0}$ décroît en fonction de l'angle d'incidence θ_p . Cette dégradation du signal est la conséquence de l'effet du *Walk-off* entre la pompe, le signal et l'idler. Néanmoins, la puissance du signal est augmentée par la contribution simultanée des couples $(\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,1})$ et $(\mathbf{K}_{1,0}$ et $\mathbf{K}_{1,2})$ aux angles $\theta_p = 0.8^\circ$ et $\theta_p = 1.6^\circ$. La comparaison entre les deux figures III.25 et III.27 montre que la puissance du signal augmente, graduellement, lorsque les longueurs d'onde générées par les vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$ convergent, progressivement vers une seule longueur d'onde. Cette augmentation de la puissance du signal, dans les directions quasi-colinéaires, est due au coefficient non linéaire effectif d_{eff} du cristal PPLT-2D [1].

Les coefficients de Fourier ont été calculés pour un réseau carré avec un motif circulaire à l'aide des formules récapitulés dans le Tableau II.1 du chapitre II. Aux directions quasi-colinéaires de l'augmentation du signal, le coefficient d_{eff} devient plus grand en raison de la somme des coefficients de Fourier due à l'interaction des vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$.

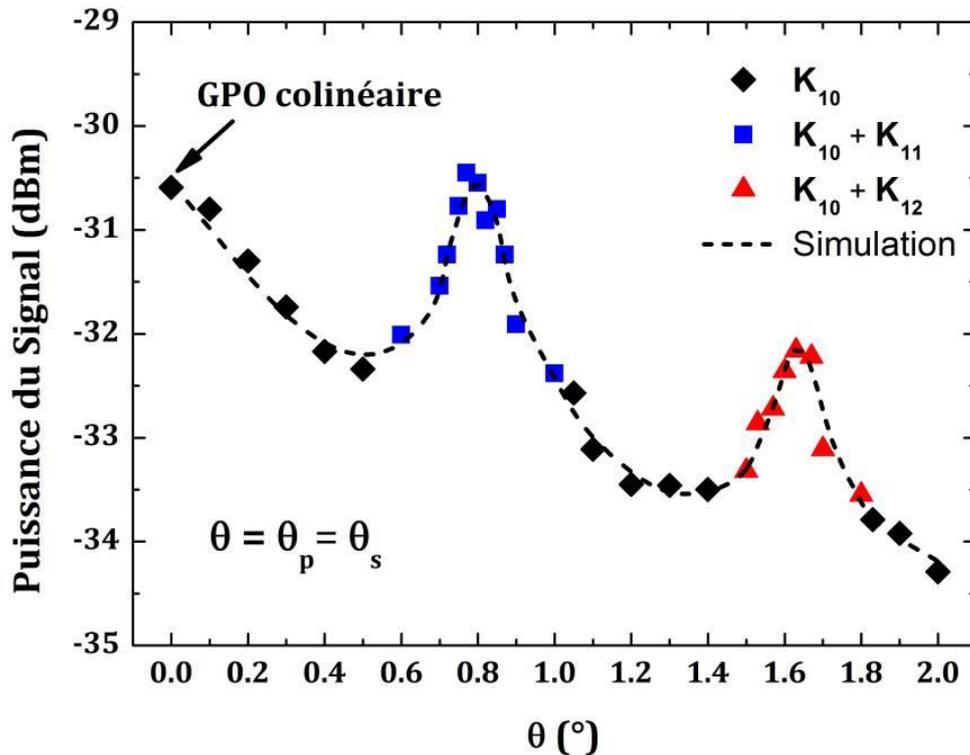


Figure III.27. Puissance du signal en fonction de l'angle d'incidence dans un réseau carré du cristal PPLT.

En se référant au tableau III.2, le coefficient non linéaire d_{eff} ayant une valeur importante déterminée pour un angle d'incidence $\theta_p = 1.6^\circ$, et produit un gain paramétrique important par rapport à la puissance du signal si le processus de la GPO colinéaire devrait se produire. Cependant, il est, également, important de tenir compte dans notre configuration ($\theta_p = \theta_s$) du fait que deux ondes de l'idler, séparées spectralement et spatialement, sont créées. Le phénomène du *Walk-off* entre la pompe, le signal et l'idler augmente lorsque l'angle d'incidence croît parce que les angles entre eux augmentent (Tableau III.2). Ce phénomène Combiné avec une grande valeur du coefficient d_{eff} produit une amélioration du processus de la GPO qui est comparable à celui du cas colinéaire ($\theta_p = 0^\circ$). En outre, bien que le coefficient non linéaire d_{eff} ait une valeur importante dans la direction $\theta_p = 1.6^\circ$ (voir le tableau III.2), le *Walk-off* entre les faisceaux pompe et idler produit une réduction de la puissance du signal générée par le processus de la génération paramétrique optique.

Tableau III-2 Coefficient non linéaire effectif déterminé à la direction colinéaire et quasi-colinéaire

| $\theta_p(^{\circ})$ | $\lambda_s(nm)$ | $\mathbf{K}_{m,n}$ | $\lambda_i(nm)$ | $\theta_i(^{\circ})$ | d_{eff} (pm/V) |
|----------------------|-----------------|--------------------|-----------------|----------------------|------------------|
| 0 | 785.5 | $\mathbf{K}_{1,0}$ | 1648 | 0° | 3.3138 |
| 0.8 | 785.4 | $\mathbf{K}_{1,0}$ | 1648.4 | +0.87° | 3.5364 |
| | | $\mathbf{K}_{1,1}$ | 1643.9 | -4.34° | |
| 1.6 | 785.2 | $\mathbf{K}_{1,0}$ | 1649.3 | +1.75° | 3.6057 |
| | | $\mathbf{K}_{1,2}$ | 1631.3 | -8.64° | |

III.9. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons, expérimentalement, démontré la faisabilité et la flexibilité des interactions de la GPO communes dans le cristal 2D-PPLT ayant un réseau carré. Nous nous sommes, particulièrement, intéressés à la direction du faisceau de pompe parallèle à l'axe symétrique de la structure. Nous avons expérimentalement étudié le signal commun et les interactions de l'idler commun où des caractéristiques uniques des faisceaux générés peuvent être obtenues et contrôlées. D'une part, des faisceaux jumeaux peuvent être générés lorsque les vecteurs \mathbf{K}_{11} et \mathbf{K}_{1-1} , situé symétriquement, sont concernés par un signal ou un idler colinéaire à la pompe. D'autre part, des faisceaux doubles peuvent être obtenus lorsque \mathbf{K}_{10} et $\mathbf{K}_{1 \pm 1}$ sont impliqués dans les processus GPO-SC et GPO-IC avec un signal ou un idler non colinéaire à la pompe. En raison de la symétrie de miroir, les ondes du signal (idler) sont générées par une dégénérescence spectrale ou une séparation spatiale dans tous les processus de la GPO. En cartographiant les propriétés spectrales et angulaires des faisceaux de sortie, nous avons identifié expérimentalement et numériquement les contributions impliquées dans les processus de la GPO commun.

Référence :

- [1] M. Levenius, V. Pasiskevicius, and K. Gallo, "Angular degrees of freedom in twin-beam parametric down-conversion," *Appl. Phys. Letters* (101), p 121114 (2012).
- [2] H.-C. Liu and A. H. Kung, "Substantial gain enhancement for optical parametric amplification and oscillation in two-dimensional $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystals," *Opt. Exp.* 16(13), p 9714, (2008).
- [3] W. K. Chang, Y. H. Chen, H. H. Chang, J. W. Chang, C. Y. Chen, Y. Y. Lin, Y. C. Huang, and S. T. Lin, "Two-dimensional PPLN for simultaneous laser Q-switching and optical parametric oscillation in a Nd:YVO4 laser," *Opt. Exp.* 19(24), p 23654, (2008).
- [4] L.-H. Peng, C.-C. Hsu, J. Ng, and A. H. Kung, "Wavelength tunability of second-harmonic generation from two-dimensional $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystals with a tetragonal lattice structure," *Appl. Phys. Letters* 84, 3250 (2004).
- [5] J.-P. Meyn and M. M. Fejer, "Tunable ultraviolet radiation by second-harmonic generation in periodically poled lithium tantalate," *Opt. Letters* 22(16), 1214-1216 (1997).
- [6] Y.-X. Gong, P. Xu, J. Shi, L. Chen, X. Q. Yu, P. Xue and S. N. Zhu, "Generation of polarization-entangled photon pairs via concurrent spontaneous parametric downconversions in a single $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystals," *Opt. Letters* 37(21), 4374-4376 (2012).
- [7] M. Lazoul, A. Boudrioua, L. M. Simohamed, A. Fischer and L.-H. Peng, "Experimental study of multiwavelength parametric generation in a two-dimensional periodically poled lithium tantalate crystal," *Opt. Letters* 38 (19), p 3892, (2013).
- [8] M. Lazoul, A. Boudrioua, L. M. Simohamed, A. Fischer, and L. H. Peng, "Multi-resonant optical parametric oscillator based on 2D-PPLT nonlinear photonic crystal," *Opt. Letters* 40 (8), p 1861, (2015).

- [9] M. Conforti, F. Baronio, M. Levenius, and K. Gallo, " Broadband parametric processes in $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystals," *Opt. Lett.* 39(12), p 3457, (2014).
- [10] H. Cankaya, A. -L. Calendron, H. Suchowski and F. X. Kärtner, " Highly efficient broadband sum-frequency generation in the visible wavelength range," *Opt. Lett.* 39(10), p 2912, (2014).
- [11] L. Chen, P. Xu, Y. F. Bai, X. W. Luo, M. L. Zhong, M. Dai, M. H. Lu and S. N. Zhu, "Concurrent optical parametric down-conversion in $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystals" , *Opt. Exp.* 22(11), p 13164, (2008).
- [12] V. Berger, "Nonlinear photonic crystals," *Phys. Rev. Lett.* 81, 4136 (1998).
- [13] A. Arie, N. Habshoosh and A. Bahabad, "Quasi phase matching in two-dimensional nonlinear photonic crystals," *Opt. Quant Electron* (39), p 361, (2007).
- [14] N. G. R. Broderick, R. T. Bratfalean, T. M. Monro, D. J. Richardson, and C. M. de Sterke, "Temperature and wavelength tuning of second-, third-, and fourth-harmonic generation in a two-dimensional hexagonally poled nonlinear crystal," *J. Opt. Soc. Am. B* 19, p 2263, (2002).
- [15] B. Boulanger and J. Zyss, "Physical Properties of Crystals. International Tables of Crystallography," Vol. D, 2000.
- [16] K. Moutzouris, G. Hloupis, I. Stavrakas, D. Triantis, and M-H Chou, " Temperature-dependent visible to near-infrared optical properties of 8 mol% Mg-doped lithium tantalate," *Optical Materials Express*, Vol. 1, No. 3, 2011.
- [17] L. Chen, P. Xu, Y. F. Bai, X. W. Luo, M. L. Zhong, M. Dai, M. H. Lu and S. N. Zhu, "Concurrent optical parametric down-conversion in $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystals," *Opt. Exp.* 22(11), p 13164, (2008).
- [18] C-W Hsu, C-T Chen, and C-C Yang, "Retracing behavior and broadband generation based on quasi-phase-matched optical parametric processes," *J. Opt. Soc. Am. B* 19, p 1150, (2002).
- [19] F. J. Duarte, "Tunable Laser Applications," Third Edition. Feb 2016 , pp 315.

- [20] M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt and R.L. Byer, "Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances," *IEEE Journal of Quantum Electronics* 28.11, p 2631, (1992).
- [21] V. Berger, "Nonlinear photonic crystals," *Phys. Rev. Lett.* 81, 4136 (1998).
- [22] K. Nakamura and H. Shimizu, "Ferroelectric inversion layers formed by heat treatment of proton exchanged LiTaO₃," *Applied Physics Letters*, vol. 56, no. 16, p. 1535, (1990).
- [23] C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J. Decossasa, Vareille, and J. Hauden, "Ferroelectric-domain-inverted gratings by electron beam on linbo₃, materials science in semiconductor processing," *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 3, p. 405, (2000).
- [24] G. D. Miller, "Periodically poled lithium niobate: modeling, fabrication, and nonlinear-optical performance," Ph.D. dissertation, Stanford University - USA, (1998).
- [25] Y. Isyanova, A. Dergachev, D. Welford, and P. F. Moulton, "Multi-Wavelength, 1.5-10- μ m Tunable, Tandem OPO," in *Advanced Solid State Lasers*, M. Fejer, H. Injeyan, and U. Keller, eds., Vol. 26 of OSA Trends in Optics and Photonics, Optical Society of America, (1999),
- [26] C. Bottcher, "Theory of electric polarization," Elsevier Scientific publishing Company, Amsterdam, vol. 1 : Dielectrics in static fields, (1973).
- [27] P. E. Britton, D. Taverner, K. Puech, D. J. Richardson, P. G. R. Smith, G. W. Ross, and D. C. Hanna, "Optical parametric oscillation in periodically poled lithium niobate driven by a diode-pumped q-switched erbium fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 23, p. 582, (1998).
- [28] H. H. Lim, S. Kurimura, T. Katagai and I. Shoji, "Temperature-dependent Sellmeier equation for refractive index of 1.0 mol% Mg-doped stoichiometric lithium tantalate," *Japanese Journal of Applied Physics* 52.3R, p 032601, (2013).

- [29] T. Kartaloglu, Z. G. Figen, and O. Aytur, "Simultaneous phase matching of optical parametric oscillation and second-harmonic generation in aperiodically poled lithium niobate," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 2, p. 343, (2003).
- [30] Barnes, Norman P., and Vincent J. Corcoran. "Parametric generation processes: spectral bandwidth and acceptance angles." *Applied Optics* 15.3 p 696, (1976).
- [31] M. Lu, X. Chen, Y. Chen, and Y. Xia, "Algorithm to design aperiodic optical superlattice for multiple quasi-phase matching," *Applied Optics*, vol. 46, no. 19, 2007.
- [32] M. H. Chou, I. Brener, G. Lenz, R. Scotti, E. E. Chaban, J. Shmlovich, D. Philen, S. Kosinski, K. R. Parameswaran, and M. M. Fejer, "Efficient wide-band and tunable midspan spectral inverter using cascaded nonlinearities in LiNbO_3 waveguides," *IEEE Photonics Technology Lett.*, vol. 12, p 82, (2000).
- [33] P. Ni, B. Ma, X. Wang, B. Cheng, and Z. D, "Second-harmonic generation in two-dimensional periodically poled lithium niobate using second order quasiphasematching." *Applied Physics Letters*, vol. 82, p. 4230, (2003).
- [34] S. C. Kumar, G. K. Samanta, and M. Ebrahim-Zadeh, "High-power, single-frequency, continuous-wave second-harmonic-generation of ytterbium fiber laser in PbKTP and MgO:sppl ," *Optics Express*, vol. 17, p 13711, (2009).
- [35] T.R.Volk and Wohlecke, "Optical damage resistance in lithium niobate crystals," *Ferroelectrics Review*, vol. 1, p 195, (1998).
- [36] G. Marcus, A. Zigler, D. Eger, A. Bruner, and A. Engländer, "Generation of a high-energy ultrawideband chirped source in periodically poled LiTaO_3 ," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 22, p. 620, (2005).

CONCLUSION GENERALE

Les travaux de cette thèse ont pour objectif principal l'étude des mécanismes de génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires de type PPLT 2D avec un réseau carré. Le faible coût et la complexité réduite de leur fabrication sont des avantages de ces structures qui peuvent permettre la génération multi-longueurs d'ondes et la génération de couples de longueurs d'ondes présentant certaines corrélations.

La démarche entreprise a été la suivante : dans un premier temps, nous avons effectué une étude numérique afin d'étudier la faisabilité de l'accord de phase par le processus de la conversion paramétrique quadratique aussi bien montant que descendant en fréquences.

Une analyse complète portant sur la conception des réseaux 2D a été établie en expliquant les critères du choix de chaque type de réseau. Ce dernier n'est rien d'autre que l'un des cinq réseaux de Bravais. La conception et la réalisation des cristaux non linéaires 2D, exploités dans nos travaux de cette thèse, a été présentée en détail en définissant les vecteurs primitifs et les coefficients de Fourier y afférents. Nous avons conclu que les réseaux carré et hexagonal offrent une meilleure efficacité de conversion par rapport aux autres types du réseau de Bravais. Nous avons analysé, théoriquement, les interactions paramétriques, dans un réseau carré, en faisant appel à la construction de la sphère d'Ewald.

Par ailleurs, le processus de la fabrication des échantillons PPLT-2D, optés pour cette étude, a été expliqué en mettant en exergue la technique de l'inversion du domaine ferroélectrique du matériau non linéaire (LiTaO_3). A noter que l'accordabilité des interactions non linéaires dans les structures 2D pourrait être maîtrisée par diverses manières dont l'ajustement de la température du cristal ou la variation de l'angle d'incidence de la pompe. Un paramètre important dans l'étude de l'accordabilité des sources lasers est l'acceptance parce qu'il permet de déterminer la tolérance en termes de longueurs d'onde (acceptance spectrale), de la température (acceptance en température) et de l'angle d'incidence (acceptance

angulaire). Nous avons montré que le quasi-accord de phase (QAP) est parfait lorsque la bande d'acceptance est maximale.

A cet effet, la réponse de la GPO a été étudiée expérimentalement en fonction de la longueur d'onde générée et de l'angle d'incidence de la pompe, en cartographiant les caractéristiques spectrales et angulaires du signal et de l'idler générés. Nous avons réalisé un banc expérimental pour démontrer que les longueurs d'onde de la GPO présentent des qualités spectrales et angulaires qui n'existent pas dans le cas unidimensionnel (QAP-1D). La détermination spectrale du signal (idler) impliqué dans les deux processus de la GPO, à l'aide d'un idler (signal) commun, illustre les capacités d'ingénierie offertes par les PPLT-2D dans la conversion de fréquences. Nous avons expérimentalement démontré que le signal et l'idler communs peuvent être contrôlés en identifiant les vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$ impliqués dans le processus de la GPO couplée. Les solutions proposées pourraient remplacer la mise en cascade de plusieurs CPNL-2D pour avoir des dispositifs paramétriques multiports. Les configurations de la GPO couplées par le signal (idler) ont été examinées. En ajustant l'angle d'incidence de la pompe, il est possible de modifier de manière significative les propriétés spectrales et angulaires des longueurs d'onde générées dans la direction colinéaire ou non colinéaire afin de générer des faisceaux doubles ou jumeaux.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié le management du gain paramétrique optique dans un réseau carré du cristal PPLT-2D. L'exploitation de la direction non colinéaire permet d'augmenter ce gain dans deux directions données par les angles d'incidences de la pompe 0.8° et 1.6° . Pour cette étude, nous avons apporté des modifications au montage expérimental afin de maintenir la pompe et le signal dans la même direction. Ceci implique, une meilleure efficacité de conversion en minimisant le *Walk-off* entre la pompe et l'idler. Nous avons démontré, expérimentalement, que le gain est proche de celui de la direction colinéaire. Ces résultats sont comparables avec les réseaux 1D en termes d'efficacité de conversion. Un bon accord a été constaté entre les résultats expérimentaux et ceux de la simulation.

Perspectives : dans la continuité de ce travail, il serait d'un grand intérêt d'étudier ces processus multi-photons de la GPO couplé en utilisant des cristaux circulaires ayant un réseau carré ou hexagonal. Il serait également important d'étudier ces effets en cavité pour réaliser un oscillateur paramétrique optique à double fréquences basé sur la GPO multi-passage dans le cristal afin de solliciter le maximum des vecteurs $\mathbf{K}_{m,n}$. Ceci permet, la génération de faisceaux cohérents à de multiples longueurs d'onde avec un système compact, dans la direction aussi bien colinéaire que non colinéaire. Cela pourrait révéler le potentiel de la GPO couplé dans les CPNL-2D pour développer des sources compactes pour l'optique quantiques.

ANNEXES

A. Publications et communications

I. Publications :

1. Hocine Chikh-Touami , Régis Kremer, Hsin-Jung Lee, Min Won Lee, Lung-Han Peng and Azzedine Boudrioua, " *Experimental investigation of optical parametric generation enhancement in nonlinear photonic crystal of LiTaO₃* ", J. Opt., 19 065503 (2017).
- doi:10.1088/2040-8986/aa67b8.
2. Hocine Chikh-Touami , Régis Kremer, Hsin-Jung Lee, Min Won Lee, Lung-Han Peng and Azzedine Boudrioua, " *Shared optical parametric generation interactions in square lattice nonlinear photonic crystals*", Appl. Phys. B 123, 113. (2017).
- doi:10.1007/s00340-017-6702-2.

II. Conférences nationales et internationales

1. Hocine Chikh-Touami *et al*, " *shared and dual optical parametric generation in nonlinear photonic crystals of LiTaO₃*", CLEO-PR, OECC&PGC 2017, Singapore, du 31 juillet au 04 août 2017.
2. Hocine Chikh-Touami *et al*, " *Shared parametric generation processes in a square lattice $\chi(2)$ periodically poled LiTaO₃*", CLEO/Europe-EQEC Conference, Allemagne, du 25 au 29 juillet 2017.
3. Hocine Chikh-Touami *et al* « *Les sources accordables à base des cristaux photoniques non-linéaires a deux dimensions (PPLT-2D)*», JNOG'36, Bordeaux - France, du 07 au 10 juillet 2016.
4. Hocine Chikh-Touami *et al* « *Etude de la tolérance angulaire de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non-linéaires (pplt-2d)*», JNOG'35, Bretagne – France, du 06 au 09 juillet 2015.
5. Hocine Chikh-Touami *et al* « *Etude des mécanismes de conversion paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires (PPLT(LN)-2D)*», JNOG'34, Nice - France, du 29 au 31 octobre 2014.

Résumé

Mots clés : Cristal photonique non linéaire, génération paramétrique partagée, quasi accord de phase, génération multi-longueurs d'onde

Ce travail porte sur l'étude des mécanismes de conversion de fréquences dans les cristaux photoniques non linéaires bidimensionnels. En particulier, nous avons étudié la génération paramétrique optique (GPO) dans les cristaux de LiTaO_3 (PPLT- 2D) à réseau carré. Nous nous sommes d'abord intéressés à l'étude théorique et numérique de structures PPLT- 2D. L'étude numérique, nous a permis de comprendre la contribution des vecteurs de réseau réciproque (\mathbf{k}_{mn}) pour différents types de réseaux, en particulier les réseaux carré et hexagonal. Par simulations numériques, nous avons également étudié l'influence de l'angle incidence du faisceau de pompe sur l'efficacité de conversion paramétrique dans ses structures. Les mesures expérimentales nous ont permis de mettre en évidence, pour la première fois, l'existence de plusieurs singularités où le signal est partagé pour générer deux idlers et vice versa. En effet, en analysant les propriétés spectrales et angulaires des faisceaux à la sortie du cristal, nous avons, expérimentalement et numériquement, identifié les contributions impliquées dans ces processus communs de GPO. De plus, nous avons étudié le management du gain paramétrique optique dans un réseau carré de PPLT-2D. Les résultats montrent que l'exploitation de la direction non colinéaire permet d'augmenter le gain suivant deux angles d'incidences de la pompe : 0.8° et 1.6° . Cela implique, une meilleure efficacité de conversion en minimisant le *walk-off* entre la pompe et l'idler. Dans ces conditions, le gain pourrait être proche de celui de la direction colinéaire. Un bon accord a été constaté entre les résultats expérimentaux et ceux de la simulation.

Abstract

Key words: Nonlinear photonic crystal, shared parametric generation, quasi phase matching, multi-wavelength generation

This work deals with the study of the mechanisms of frequency conversion in two-dimensional nonlinear photonic crystals. In particular, we have studied optical parametric (OPG) generation in square-lattice LiTaO_3 crystals (PPLT-2D). We first focused on the theoretical and numerical study of PPLT-2D structures. A numerical study allowed us to understand the contribution of the reciprocal lattice vectors (\mathbf{k}_{mn}) for different types of grating, in particular square and hexagonal lattices. By numerical simulations, we also studied the influence of the incidence angle of the pump beam on the efficiency of the parametric conversion in these structures. Experimental measurements have allowed us to demonstrate, for the first time, the existence of several singularities where the signal is shared to generate two idlers and vice versa. Indeed, by analyzing the spectral and angular properties of the beams at the output of the crystal, we have experimentally and numerically identified the contributions involved in these common OPG processes. In addition, we studied the management of the optical parametric gain in a square lattice of PPLT-2D. The results show that the use of the non-collinear direction makes it possible to increase the gain according to two angles of incidence of the pump: 0.8° and 1.6° . This implies, better conversion efficiency by minimizing the walk-off between the pump and the idler. Under these conditions, the gain could be close to that of the collinear direction. A good agreement was found between the experimental results and those of the simulation.