

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mohamed Seddik Benyahia - Jijel -

Faculté des Sciences et de la Technologie

Département d'Electronique

N° d'ordre :

Série :

THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

Doctorat en Sciences en Electronique

Option : Electronique

Présentée par

Zohra Yellas

Intitulée

**Génération Paramétrique Optique Multi-longueurs
d'Ondes dans les Cristaux Photoniques Non
Linéaires de Type PPLT-2D**

Soutenue le :

Devant le Jury :

Président :	M. Nouredine Boutaoui	Prof.	Université MSB - Jijel
Rapporteur :	M. Azzedine Boudrioua	Prof.	Université Paris 13, France
Co-rapporteur :	M. Hachemi Bouridah	Prof.	Université MSB - Jijel
Examineur :	M. Omar Ziane	Prof.	USTHB - Alger
Examineur :	M. Boubekeur Boudine	Prof.	Université de Constantine 1

*A ma mère
et à la douce mémoire de mon père.*

Remerciements

Cette thèse a été réalisée entre le laboratoire d'études des matériaux (LEM) de l'Université de Jijel, et le laboratoire de physique des lasers de l'Université Paris 13 (France). Mes remerciements les plus sincères aux personnes qui m'ont apporté leur aide et qui ont contribué à l'élaboration de cette thèse ainsi qu'à la réalisation de ce travail tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique.

*J'adresse mes plus grands remerciements à mon directeur de thèse le Professeur **Azzedine Boudrioua** pour m'avoir permis de réaliser ce travail. Je le remercie pour son accueil, ses conseils, sa disponibilité et sa patience. Je remercie aussi mon enseignant et co-directeur de thèse le Professeur **Hachemi Bouridah** pour l'aide et les conseils qu'il m'a fournis.*

*J'adresse mes remerciements à **Mahmoud-Riad Beghoul**, Maître de conférences à l'université de Jijel, de m'avoir aidé à réaliser ce travail ainsi que pour ses conseils, sa disponibilité et sa patience.*

*Mes remerciements à **Noureddine Boutaoui**, Professeur à l'université de Jijel, qui a accepté d'être membre et de présider le jury de ma soutenance de thèse, je le remercie tout particulièrement pour sa disponibilité au sein du laboratoire d'études des matériaux.*

*Je remercie **Omar Ziane**, Professeur à l'USTHB d'Alger, d'avoir accepté d'examiner ce travail et de faire partie du jury de ma soutenance.*

*Mes remerciements vont aussi à **Boubekeur Boudine**, Professeur à l'université de Constantine, pour avoir accepté d'examiner ce travail et participé à mon jury de thèse.*

*Mes remerciements à **Min Won Lee**, maître de conférences au LPL, pour toute l'aide qu'il m'a apportée et pour son soutien et sa gentillesse. Mes remerciements s'adressent également à **Régis Kremer**, maître de conférences au LMOPS de l'université de Lorraine, pour son aide précieuse, ces commentaires et ses conseils ainsi que ses encouragements.*

*Je souhaite également adresser mes plus sincères remerciements au professeur **Lung-Han Peng** et à toute son équipe à la National Taiwan University pour son aide, ses conseils et tous les échantillons PPLT et PPLN et plus particulièrement **Kaihsun Chang** pour son aide lors des différents échanges.*

Je tiens à remercier tous les membres du Laboratoire de Physique des lasers de l'Université Paris 13 et en particulier ceux de l'équipe photonique organique et nanostructures que dirige avec grande efficacité le professeur Boudrioua. Je remercie particulièrement mes camarades doctorants et doctorantes de l'équipe pour leur gentillesse et leur disponibilité.

Sommaire

Sommaire

Introduction générale	01
-----------------------------	----

Chapitre 1 : Optique non linéaire quadratique

1.1. Introduction	07
1.2. Principe de l'optique non linéaire	07
1.2.1. Équation de propagation dans un milieu non linéaire	09
1.3. Effet non linéaire du 2 ^{ème} ordre	11
1.3.1. Génération de différence de fréquences (DFG)	11
1.3.2. Génération de somme de fréquence (SFG)	12
1.3.3. Génération de seconde harmonique (SHG)	12
1.3.4. La génération paramétrique optique	14
1.4. Techniques d'accord de phase	16
1.4.1. Principe de l'accord de phase	16
1.4.2. Accord de phase par biréfringence	17
1.4.3. Quasi-accord de phase	19
1.5. Les structures périodiquement polarisées	21
1.5.1. Le niobate de lithium	21
1.5.2. Le tantalate de lithium	24
1.6. Les cristaux photoniques non linéaires	25
1.6.1. Concept du cristal photonique non linéaire	25
1.6.2. Cristaux photoniques non linéaires à une dimension	26
1.6.3. Cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions	29
1.7. Les mécanismes de conversion de fréquence	33
1.8. Etats de l'art sur la conversion de fréquence multilongueurs	38
1.9. Conclusion	41
Bibliographie	42

Chapitre 2 : Etude numérique de la génération paramétrique optique large bande dans les cristaux photoniques non linéaires 2D

2.1. Introduction.....	49
2.2. Génération paramétrique dans les PPLT(LN)-2D	50
2.2.1. Distribution angulaire des longueurs d'onde générées.....	53
2.3. Génération seconde harmonique SHG dans les CPNL-2D.....	55
2.4. Principes de l'étude numérique de la génération paramétrique.....	55
2.5. Application aux cristaux ferroélectriques	56
2.5.1. Le tantalate de lithium LiTaO_3	56
2.5.1.1. le réseau carré.....	56
a. Génération paramétrique dans le réseau carré de PPLT-2D.....	56
b. Variation des longueurs d'onde en fonction de la température.....	57
c. Variation des longueurs d'onde en fonction de l'angle d'incidence...	59
2.5.1.2. Le réseau hexagonal.....	63
a. Génération paramétrique dans le réseau hexagonal de PPLT-2D.....	63
b. Variation des longueurs d'onde en fonction de la température.....	63
c. Variation des longueurs d'onde en fonction de l'angle d'incidence...	65
2.5.2. Le niobate de lithium LiNbO_3	68
2.5.2.1. le réseau carré.....	68
a. Génération paramétrique dans le réseau hexagonal de PPLN-2D.....	68
b. Variation des longueurs d'onde en fonction de la température.....	69
c. Variation des longueurs d'onde en fonction de l'angle d'incidence..	70
2.5.2.2. Le réseau hexagonal.....	74
a. Génération paramétrique dans le réseau hexagonal de PPLT-2D.....	74
b. Variation des longueurs d'onde en fonction de la température.....	75
c. Variation des longueurs d'onde en fonction de l'angle d'incidence..	77
2.6. Conclusion.....	79
Bibliographie.....	80

Chapitre 3 : Etude expérimentale de la génération multilongueurs d'onde dans les CPNL-2D

3.1 Introduction.....	83
3.2. Caractéristiques du cristal PPLT-2D.....	84
3.3. Banc expérimental.....	84
3.4. Résultats et discussions.....	86
3.4.1. OPG à basse énergie.....	87
3.4.1.1. Variation des longueurs d'onde en fonction de la température.....	89
3.4.2. Contribution du vecteur K_{11} à la génération multilongueurs	90
3.4.3. génération paramétrique optique à haute énergie.....	92
3.5. Analyse des nouvelles longueurs d'onde générées	94
3.5.1. Analyse du spectre des longueurs d'onde comprises entre 350 nm – 450 nm.....	94
3.5.1.1. Génération second harmonique (SHG).....	96
3.5.1.2. Génération somme de fréquence (SFG).....	99
3.5.2. Analyse du spectre des longueurs d'onde comprises entre 740 nm - 840 nm.....	100
3.5.3. Analyse du spectre des longueurs d'onde comprises entre 1490 nm- 1690 nm.....	102
3.6. Analyse des longueurs d'onde 820 nm, 1514 nm et 1574 nm.....	103
3.6.1. Analyse des longueurs d'onde par de nouvelles OPG (Approche 1)...	103
3.6.1.1. Variation de longueurs d'onde en fonction de la température.....	104
3.6.2. Analyse des longueurs d'onde par l'approche 2.....	105
3.6.2.1. Génération seconde harmonique (SHG).....	105
3.6.2.2. Génération différence de fréquence (DFG).....	106
3.6.2.3. Génération vers le bas (Down conversion).....	106
3.6.2.4. Variation des longueurs d'onde en fonction de la température.....	106
3.6.3. Analyse de l'indice de réfraction en fonction de la température.....	108
3.6.4. Explication	109
3.7. Etude des longueurs d'onde générées en fonction de la puissance.....	109
3.8. Etude des longueurs d'onde générées en fonction de l'angle	110
3.9. Conclusion.....	111
Bibliographie.....	112
Conclusion générale.....	114

Introduction générale

Introduction Générale

Depuis la première démonstration expérimentale de l'effet laser [1], l'optique a subi de nombreux bouleversements et ceci en grande partie à cause de la nature cohérente du rayonnement émis par les sources lasers. Grâce à l'optique non linéaire, il est possible de générer de nouvelles fréquences à partir de celles émises par les lasers.

La conversion de fréquence est apparue juste après l'invention de la technologie du laser par Maiman. En effet, l'émission de nouvelles ondes lorsqu'une onde électromagnétique traverse un milieu, par effet non linéaire n'est possible que par l'incidence d'un rayonnement initial de forte puissance [2].

La génération de nouvelles fréquences dépend de différents paramètres, à savoir : la nature du matériau non linéaire et son aptitude à générer des ondes à certaines fréquences et les techniques d'accord de phase permettant un bon transfert d'énergie entre les ondes. La conversion paramétrique est un processus non linéaire de mélange à trois ondes. Une onde dite source et une onde plus intense dite pompe se propagent dans un milieu le plus souvent constitué d'un diélectrique soumis à un champ électrique variable. Le milieu peut être considéré comme un ensemble de dipôles oscillant autour de leur position d'équilibre. Sous certaines conditions de température, polarisation et intensité du champ, ces dipôles peuvent rayonner de façon cohérente pour créer une troisième onde qui vérifie le principe de conservation d'énergie.

La conversion non linéaire de fréquences dans les milieux non linéaires de second ordre offre de nouvelles perspectives pour la réalisation de nouvelles sources cohérentes, flexibles et accordables sur une large gamme de longueurs d'onde. La satisfaction de plusieurs accords de phase simultanément peut être réalisée en utilisant l'accord de phase par biréfringence [3-5] ou le quasi-accord de phase [6-8].

Après l'introduction des cristaux non linéaires périodiquement polarisés, particulièrement ceux à base de Niobate de Lithium et de Tantalate de Lithium (PPLN(T) : Periodically Poled Lithium Niobate (Tantalate)), le quasi-accord de phase qui est une technique relativement ancienne a connu un plus grand succès. Ces cristaux sont caractérisés par une micro-structuration du coefficient non linéaire d'ordre deux, inversé périodiquement sur toute la longueur du cristal. Ceci permet de compenser périodiquement le désaccord de phase accumulé pour toutes les longueurs de cohérence. L'accordabilité se fait alors en changeant l'un des paramètres du quasi-accord de phase comme la longueur d'onde de pompe, la

période du réseau ou la température du cristal photonique. Le quasi-accord de phase permet de générer toute longueur d'onde, pourvu qu'elle soit contenue dans la gamme de transparence du matériau non linéaire.

La génération paramétrique optique est un effet non linéaire, elle permet de générer de nouvelles longueurs d'onde à partir d'une longueur d'onde de pompe, lorsque celle-ci passe dans un milieu non linéaire de second ordre. Plusieurs travaux se sont intéressés à la génération paramétrique optique afin de réaliser des sources efficaces travaillant dans le visible et le proche infrarouge [9-11]. Pour la génération paramétrique large bande, le but est de concevoir des sources capables d'émettre une large gamme de longueurs d'onde [12,13].

Les cristaux photoniques non linéaires 2D tels que le PPLT-2D (Tantalate de Lithium Périodiquement Polarisés) sont d'un grand intérêt pour la conversion de fréquences multi-longueurs d'onde grâce à la contribution de différents vecteurs du réseau réciproque (RLV) [14]. Ces caractéristiques facilitent la génération paramétrique optique (OPG), génération de seconde harmonique (SHG), génération de somme de fréquence (SFG) ou génération de différence de fréquence (DFG) [15-17]. Cependant, ces processus non linéaires ne se produisent pas habituellement en même temps en raison des différentes conditions d'accord de phase. Une étude de la génération paramétrique réalisée par les cristaux photoniques non linéaires 2D permet de déterminer les vecteurs du réseau impliqués dans les différents processus non linéaires.

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étude de la conversion de fréquences multi-longueurs d'ondes dans les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions PPLN(T) -2D (Niobate de Lithium et Tantalate de Lithium). L'accent sera mis en particulier sur les interactions colinéaires et non colinéaires dans les cristaux périodiquement polarisés à deux dimensions. Ces derniers, permettent entre autres d'associer les différentes longueurs d'onde générées aux vecteurs des réseaux réciproques. En effet, les interactions paramétriques optiques génèrent une large gamme de longueurs d'onde, selon des directions de sortie différentes symétriquement par rapport à la direction colinéaire.

L'étude de la génération paramétrique optique est réalisée conjointement à travers des simulations numériques et des caractérisations expérimentales via un banc de mesure disponible au laboratoire LPL de l'Université Paris 13. La génération de multilongueur d'onde en cascade effectuées par utilisation d'un cristal photonique non-linéaire de tantalate de lithium (PPLT 2D). Dans un premier temps, la génération paramétrique optique (OPG) est obtenue en utilisant un faisceau pompe de 532 nm. L'OPG déclenche par la suite la génération de second-harmonique, la génération de somme de fréquences et une autres

OPG. Ces processus sont achevés par un quasi-accord de phase en configuration colinéaire.

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit est organisé en trois chapitres:

Le premier chapitre est consacré aux concepts de base de l'optique non linéaire (ONL). Nous présentons les différents processus de mélange à trois ondes dans les cristaux non linéaires d'ordre deux et plus particulièrement la génération paramétrique optique ainsi que la technique du quasi-accord de phase. Enfin, ce chapitre se termine par un passage en revue de quelques rappels sur les structures périodiquement polarisées de type LN (Niobate de Lithium) et LT (Tantalate de Lithium) et les différents réseaux à deux dimensions de l'espace. Les mécanismes de conversion de fréquences, sont aussi présentés dans ce chapitre.

Le deuxième chapitre est axé sur l'étude numérique de la conversion de fréquence dans les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions PPLT-2D et PPLN-2D pour deux types de réseaux carré et hexagonal et plus particulièrement la génération paramétrique optique large bande (OPG-2D). Nous présentons les simulations effectuées dans cette étude, qui ont permis la détermination des différents paramètres du cristal photonique agissant sur les conditions d'accord de phase pour générer toutes les longueurs d'onde contenues dans la gamme de transparence du matériau.

Dans le troisième chapitre, nous présentons l'étude expérimentale de la génération multilongueurs d'onde dans les cristaux de Tantalate de Lithium périodiquement polarisés à deux dimensions (PPLT-2D). Pour cela nous avons réalisé un banc expérimental de mesures de la génération paramétrique optique dans les PPLT-2D. Nous avons également étudié l'accordabilité des longueurs d'onde générées par la variation de la température. Les différentes mesures effectuées, nous ont permis de valider nos simulations et ainsi d'associer les différentes longueurs d'onde générées aux vecteurs du réseau réciproque responsables de leurs générations respectives.

Ce manuscrit se termine par une conclusion générale et des perspectives.

Bibliographie

- [1] T. T. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, vol. 187, p. 493, Août, 1960.
- [2] P. Franken, A. E. Hill, C. Peters, and G. Weinreich., "Generation of optical harmonics", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, p. 118, 1961.
- [3] R. A. Andrews, H. Rabin, and C. L. Tang, "Coupled parametric down-conversion and up-conversion with simultaneous phase matching", *Phys. Rev. Lett*, vol. 25, p. 605, 1970.
- [4] V. Petrov and F. Noack, "Frequency upconversion of tunable femtosecond pulses by parametric amplification and sum-frequency generation in a single nonlinear crystal", *Opt. Lett.*, vol. 20, p. 2171, 1995.
- [5] T. Kartaloglu, K. G. Koprulu, and O. Aytu, "Phase-matched self-doubling optical parametric oscillator", *Opt. Lett.*, vol. 22, p. 280, 1997.
- [6] 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.
- [7] G. Z. Luo, S. N. Zhu, J. L. He, Y. Y. Zhu, H. T. Wang, Z. W. Liu, C. Zhang, and N. B. Ming, "Simultaneously efficient blue and red light generations in a periodically poled LiTaO₃", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, p. 3006, 2001.
- [8] X. P. Zhang, J. Hebling, J. Kuhl, W. W. Ruhle, and H. Giessen, "Efficient intracavity generation of visible pulses in a femtosecond near-infrared optical parametric oscillator", *Opt. Lett.*, vol. 26, p. 2005, 2001.
- [9] J. J. Zayhowski, "Periodically poled lithium niobate optical parametric amplifiers pumped by high-power passively Q-switched microchip lasers", *Optics Letters*, vol. 22, p. 169, 1997.
- [10] D. Eger, A. Bruner, A. Engländer, and P. Shaier, "Green pumped opg in periodically poled stoichiometric lithium tantalate", in *CThG6, CLEO*, Ed., 2006.
- [11] N. E. Yu, Y. H. Lee, Y. L. Lee, C. S. Jung, D. K. Ko, and J. M. Lee, "Efficient single-pass optical parametric generation and amplification using a periodically poled stoichiometric lithium tantalate", *J. Opt. Soc. Korea*, vol. 11, p. 192, 2007.
- [12] G. Marcus, A. Zigler, D. Eger, A. Bruner, and A. Engländer, "Generation of a high-energy ultrawideband chirped source in periodically poled LiTaO₃", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 22, p. 620, 2005.

- [13] M. Levenius, V. Pasiskevicius, F. Laurell, and K. Gallo, "Ultra-broadband optical parametric generation in periodically poled stoichiometric LiTaO₃", *Optics Express*, vol. 19, p. 4121, 2011.
- [14] V. Berger, "Nonlinear photonic crystals", *Physical Review Letters*, vol. 81, no. 19, p. 4136, 1998.
- [15] M. Levenius, M. Conforti, F. Baronio, V. Pasiskevicius, F. Laurell, C. D. Angelis, and K. Gallo, "Multistep quadratic cascading in broadband optical parametric generation", vol. 37, No. 10 / *Optics Letters*, May 15, 2012.
- [16] M.Lazoul, A. Boudrioua, L.M.Simohamed, A. Fischer and L. H.Peng "Simultaneous collinear and non-collinear parametric generation in 1D single grating periodically poled lithium tantalite", *Appl. Phys. B*, 2013.
- [17] 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 tantalite crystal", *Optics Letters* / vol. 38, No. 19 / October 1, 2013.

Chapitre I
Optique non linéaire
quadratique

Chapitre 1: Optique non linéaire Quadratique : aspect théorique et expérimental

Nous rappelons dans ce chapitre les concepts de base de l'optique non linéaire (ONL), et les différents processus de mélange à trois ondes dans les cristaux photonique non linéaires d'ordre deux. Dans un premier temps, nous développons la notion d'accord de phase ainsi que la technique de quasi-accord de phase (quasi-phase-matching ou QPM). Ce chapitre fournit également quelques rappels sur les structures périodiquement polarisées de type LN (Niobate de Lithium) et LT (Tantalate de Lithium) et les différents réseaux à deux dimensions de l'espace avec les mécanismes de conversion de fréquences. Un état de l'art sur la conversion de fréquence multilongueur d'onde dans les cristaux photonique non linéaires, fait aussi l'objet de ce chapitre.

1.1. Introduction

Dans la première démonstration expérimentale de l'effet laser [1], l'optique a subi de nombreuses modifications et ceci en grande partie à cause de la nature cohérente du rayonnement émis par les sources laser.

Depuis leur apparition en 1960, les lasers ont trouvé une multitude d'applications tant militaires que civiles. Grâce à l'optique non linéaire, il est possible de créer de nouvelles fréquences à partir de celles émises par les lasers. En 1961, Franken et al [2] réalisent les premiers essais de génération du second harmonique à la longueur d'onde 347 nm à partir d'un cristal de quartz pompé par un laser à rubis à 694 nm. L'efficacité de conversion se révéla très faible 10^{-10} % à cause du désaccord de phase. Par la suite Giordmaine [3] et Maker [4] ont parallèlement et indépendamment proposé en 1962, une solution pour réaliser un accord de phase basée sur la biréfringence du milieu non linéaire. Finalement, Armstrong et Bloembergen [5] ont proposé la technique du quasi-accord de phase beaucoup plus flexible et efficace.

1.2. Principe de l'optique non linéaire

Le domaine de l'optique traite de l'interaction de la lumière avec la matière. Dans la nature, on observe, en général, que cette interaction ne dépend pas de l'intensité de l'illumination. Les ondes lumineuses sont alors de faible intensité et n'interagissent pas entre elles lorsqu'elles pénètrent et se propagent dans un milieu. Ceci est le domaine de l'optique dite linéaire. Lorsque la lumière devient plus intense, les interactions rayonnement - matière deviennent non linéaires. C'est le domaine de l'optique non linéaire [6, 7].

D'une manière générale, lorsqu'une onde lumineuse traverse un milieu diélectrique, elle induit une polarisation au sein du matériau. Pour de faibles intensités, la polarisation induite est directement proportionnelle au champ électrique extérieur. Dans ce cas, la réponse optique du matériau est considérée comme linéaire. En présence d'une onde plus intense, la polarisation n'est plus liée linéairement au champ électrique. Dans ce cas, elle devient une fonction non linéaire du champ électrique. La polarisation totale du milieu peut alors s'écrire sous la forme [8] d'une série de Taylor :

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} = \vec{P}_0 + \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots + \epsilon_0 \chi^{(n)} \vec{E}^n \quad (1.1)$$

avec:

\vec{P}_0 : Polarisation spontanée du matériau.

$\vec{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}$: la polarisation linéaire classique due à la susceptibilité linéaire.

\vec{P}_{NL} : la polarisation non linéaire faisant intervenir les susceptibilités non linéaires d'ordre n.

$[\chi^{(n)}]$: est le tenseur de la fonction réponse de rang (n+1) représentant la susceptibilité d'ordre «n» du matériau qui se scinde principalement en :

- La susceptibilité linéaire $[\chi^{(1)}]$: qui représente le terme dominant de \vec{P} . Ses effets sont gouvernés par l'indice de réfraction et par le coefficient d'absorption ;
- La susceptibilité d'ordre 2 $[\chi^{(2)}]$: responsable des effets non linéaires d'ordre deux, principalement dans les milieux non centro-symétriques comme la modification linéaire de l'indice de réfraction en présence de champ électrique (effet Pockels), tels que la génération second-harmonique, la sommation de fréquence et la génération paramétrique optique ;
- La susceptibilité d'ordre 3 $[\chi^{(3)}]$: responsable des effets non linéaires d'ordre 3 dans les milieux centro-symétriques, tels que la génération de troisième-harmonique, le mélange à quatre ondes, les diffusions Raman et Brillouin et l'effet Kerr.

Dans ce travail, nous nous intéressons seulement aux effets non linéaires de second ordre et plus particulièrement à la conversion de fréquence multi-longueur d'onde dans les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions de type LN (Niobate de Lithium) et LT (Tantalate de Lithium).

La polarisation non-linéaire fait apparaître des produits tensoriels entre composantes qu'on exprime sous la forme suivante :

$$p_i^{(NL)} = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) + \varepsilon_0 \sum_{j,k,l} \chi_{ijkl}^{(2)} E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) E_l(\omega_3) + \dots \quad (1.2)$$

Si l'on veut simplifier l'expression de la polarisation induite, il convient de s'affranchir de la nature tensorielle de la susceptibilité. En effet, d'après la symétrie de Kleinman [9,10]: la permutation sur les deux derniers éléments (j,k) du tenseur $\chi^{(2)}$ ne change en rien la polarisation induite. Par conséquent $\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{ikj}^{(2)}$. On peut donc simplifier l'écriture de $\chi^{(2)}$ en utilisant la notation contractée sous la forme d'une matrice 3×6 et en introduisant les coefficients non linéaires : $d_{il}^{(2)}(\omega_3 ; \omega_1, \omega_2) = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 ; \omega_1, \omega_2)$

Le tableau 1.1 donne la correspondance entre les indices l et le couple j, k .

Table. 1.1. Indices de tenseur non linéaire 2^{ème} ordre

l	1	2	3	4	5	6
j, k	xx	yy	zz	zy	zx	xy
	xx	yy	zz	yz	xz	yx

En utilisant cette notation contractée on peut donc écrire les composantes de la polarisation non linéaire quadratique sous la forme d'un produit matriciel :

$$\begin{bmatrix} p_X^{(2)}(w_3) \\ p_Y^{(2)}(w_3) \\ p_Z^{(2)}(w_3) \end{bmatrix} = [d_{il}] \begin{bmatrix} E_X(w_1)E_X(w_2) \\ E_Y(w_1)E_Y(w_2) \\ E_Z(w_1)E_Z(w_1) \\ E_Y(w_1)E_Z(w_2) + E_Y(w_2)E_Z(w_1) \\ E_X(w_1)E_Z(w_2) + E_X(w_2)E_Z(w_1) \\ E_X(w_1)E_Y(w_2) + E_X(w_2)E_Y(w_1) \end{bmatrix}$$

avec : $[d_{il}] = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix}$

Mais les coefficients d_{il} ne sont pas tous indépendants. En effet, d'après les relations de permutations de Kleinman [10] et selon 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'axes.

1.2. 1. Équation de propagation dans un milieu non linéaire

L'évolution du champ électromagnétique dans un matériau diélectrique (le vecteur densité de courant est nul : $(\vec{j} = 0)$, non magnétique ($\mu = \mu_0$) et sans charges ($\text{div}(\vec{D}) = 0$), est régie par les équations de Maxwell [11] :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{H} &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -\mu_0 \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \end{aligned} \tag{1.3}$$

Où: \vec{E} et \vec{H} sont respectivement les champs électrique et magnétique, tandis que \vec{D} représente le vecteur de déplacement électrique : $\vec{D} = (\epsilon_0 \epsilon_r E + \vec{P}_{NL})$

\vec{P}_{NL} : la polarisation induite, ε_0 , la permittivité du vide et ε_r la permittivité relative du milieu non linéaire.

Dans ces conditions l'équation donne s'écrit [12]:

$$\Delta E - u_0 \varepsilon \frac{d^2 E}{dt^2} = u_0 \frac{d^2 P_{NL}}{dt^2} \quad (1.4)$$

Où: $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ est l'opérateur laplacien, u_0 la perméabilité magnétique du vide et $\varepsilon = n^2 \varepsilon_0$: la constante diélectrique du milieu.

Dans le cas d'ondes planes monochromatiques ($\partial_x^2 E + \partial_y^2 E = 0$) se propageant suivant l'axe OZ, l'équation de propagation se réduit à :

$$\frac{d^2 E}{dz^2} - u_0 \varepsilon \frac{d^2 E}{dt^2} = u_0 \frac{d^2 P_{NL}}{dt^2} \quad (1.5)$$

Dans l'équation (1.5), le membre de gauche décrit la propagation d'une onde plane dans un milieu d'indice n et le membre de droite est le terme source non linéaire.

Le champ électrique réel instantané de chaque onde plane peut s'écrire sous la forme du produit d'une porteuse $\{\exp [i(\omega_j t - k_j z)]\}$.

$$E_j(z, t) = Re (E_j(z) e^{i(\omega_j t - k_j z)}) \quad (1.6)$$

Où : l'indice ($j= 1 \dots 3$) identifie les ondes en interaction.

La composante du champ électrique complexe qui oscille à la pulsation ω_j s'écrit dans le repère de laboratoire (x, y, z) :

$$E_j(z, t) = \frac{1}{2} \sum_j \{E_j(z) e^{i(\omega_j t - k_j z)} + CC\} \quad (1.7)$$

La composante de la polarisation non linéaire qui oscille à la pulsation ω_j s'écrit :

$$P_{NL}^{(2)}(z, t) = \frac{1}{2} \sum_j \{P_{NL,j}^{(2)}(z) e^{-i(\omega_j t - k_j z)} + CC\} \quad (1.8)$$

Où les nombres d'onde k_j sont définis par : $k_j = k(\omega_j) = \frac{n(\omega_j) \omega_j}{c}$ et CC est le complexe conjugué., $n(\omega_j)$ est l'indice de réfraction correspondant à l'onde de pulsation ω_j .

On développe \vec{E} et \vec{P}_{NL} selon leurs différentes composantes de Fourier, en supposant que $E_j(z)$ est une fonction lentement variable par rapport à la longueur d'onde, c'est à dire en appliquant l'approximation de l'enveloppe lentement variable :

$$\left| \frac{d^2 E_j(z)}{dz^2} \right| \ll k_j \left| \frac{dE_j(z)}{dz} \right|$$

Dans le cas d'un mélange de trois ondes, un système de trois équations décrit les interactions mises en jeu :

$$\begin{aligned} \frac{dE_1(z)}{dz} &= -i \omega_1 \sqrt{\frac{\epsilon_0 u_0}{\epsilon_{1r}}} d_{eff} E_3(z) E_2^*(z) e^{i\Delta k z} \\ \frac{dE_2(z)}{dz} &= -i \omega_2 \sqrt{\frac{\epsilon_0 u_0}{\epsilon_{2r}}} d_{eff} E_3(z) E_1^*(z) e^{i\Delta k z} \\ \frac{dE_3(z)}{dz} &= -i \omega_3 \sqrt{\frac{\epsilon_0 u_0}{\epsilon_{3r}}} d_{eff} E_1(z) E_2(z) e^{-i\Delta k z} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Où : d_{eff} est la valeur effective du coefficient non linéaire du second ordre, le terme $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ est appelé le désaccord de phase entre les ondes interagissant dans le cristal.

Selon la nature des ondes initialement appliquées à l'entrée du cristal, on peut décrire par ces équations les processus non linéaires $\chi^{(2)}$. Trois exemples de processus non linéaires du deuxième ordre sont détaillés dans la figure 1.1 ci-après.

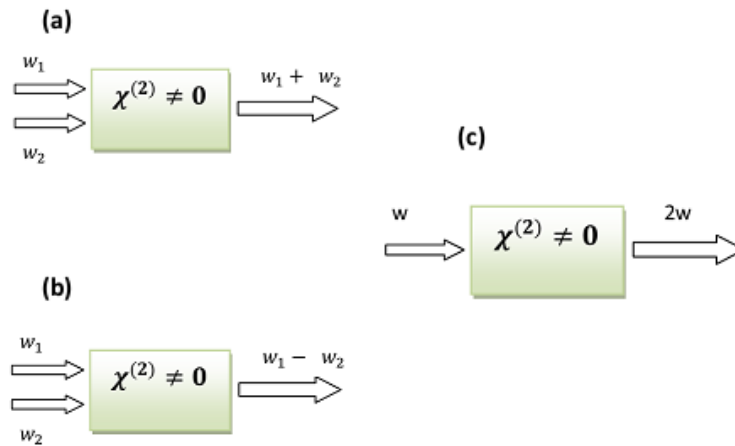


Figure.1.1. Effets non linéaires du deuxième ordre : (a) Somme de fréquences (SFG), (b) Différence de fréquences (DFG), (c) Doublage de fréquence (SHG).

1.3. Effet non linéaire du 2ème ordre

1.3.1. Génération de différence de fréquences (DFG)

Lorsqu'une onde électromagnétique cohérente de forte intensité et de fréquence ω_1 se propage dans un milieu non linéaire, ainsi qu'une autre onde de pulsation ω_2 d'intensité

faible, il y a, au cours de la propagation, amplification de l'onde à w_2 ainsi que création d'une onde de pulsation w_3 qui est égale à la différence entre les pulsations w_1 et w_2 [13]. D'après la loi de conservation de l'énergie, on a $\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_3$ avec $\omega_1 > \omega_2 \geq \omega_3$, lorsque l'intensité de l'onde w_2 est du même ordre de grandeur que celle de l'onde w_1 , on parle de différence de fréquences, car on crée une onde de pulsation w_3 qui est égale à la différence entre les pulsations des ondes w_1 et w_2 : $w_3 = w_1 - w_2$. La condition d'accord de phase s'écrira ici : $k_{\omega_3} = k_{\omega_1} - k_{\omega_2}$

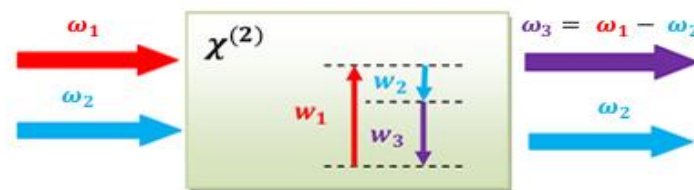


Figure.1.2. Génération de différence de fréquences (DFG)

1.3.2. Génération de somme de fréquence (SFG)

Le phénomène de somme de fréquences est similaire à celui de différence de fréquences, à ceci près qu'au lieu de générer une pulsation plus faible que les deux pulsations utilisées w_1 et w_2 , c'est une pulsation w_3 supérieure qui est générée : $w_3 = w_1 + w_2$. La condition d'accord de phase : $k_{\omega_3} = k_{\omega_1} + k_{\omega_2}$

Le **doublment de fréquence** est un cas particulier de somme de fréquences qui est très couramment utilisé. En effet, à partir d'un unique faisceau pompe de pulsation $\omega_1 = \omega_2$, on peut générer la fréquence double $\omega_3 = 2\omega_1$.

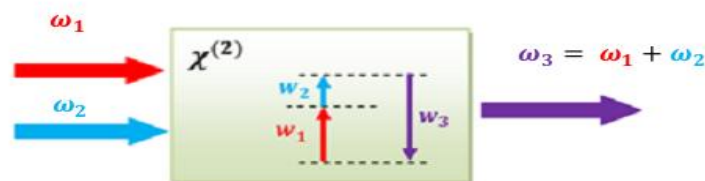


Figure.1.3. Génération de somme de fréquences (SFG)

1.3.3. Génération de second harmonique (SHG)

C'est en 1961, juste après la mise en œuvre par Maimann en 1960 d'une source laser, que ce mécanisme de génération de second harmonique a été découvert expérimentalement [2]. La théorie est apparue plus tard, dès 1962 [5]. La génération de second harmonique

concerne l'échange d'énergie entre l'onde, dite fondamentale, de pulsation ω , incidente dans le milieu non linéaire et l'onde harmonique de pulsation 2ω , générée dans le milieu. La génération de seconde harmonique (GSH) consiste à générer une onde de pulsation 2ω à partir d'une onde incidente à la pulsation ω . Son principe est schématisé sur la figure 1.4.

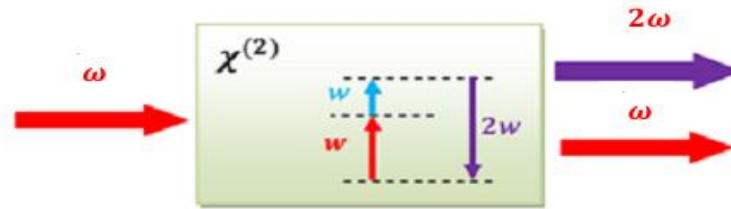


Figure. 1.4. Schéma de principe d'une expérience de doublage de fréquence. Les champs impliqués sont supposés être de même polarisation. La disparition de deux photons pompes de fréquence ω est suivie de l'apparition d'un photon de fréquence 2ω .

La génération de second harmonique apparait comme un cas particulier pour lequel deux des ondes considérées possèdent la même pulsation ω . Si l'on considère $\omega = \omega_1 = \omega_2$, il vient $\omega_3 = 2\omega$. Alors, si l'on néglige la déplétion de l'onde fondamentale, le champ électrique de l'onde harmonique a pour expression:

$$\frac{dE_{SH}(z)}{dz} = -i \omega_F \sqrt{\frac{\epsilon_0 u_0}{\epsilon_r^{2\omega}}} d_{eff} E_F^2(z) e^{i(k_{SH} - 2k_F)z} \quad (1.10)$$

où $\epsilon_r^{2\omega}$ est la permittivité relative du milieu non linéaire à la fréquence harmonique, E_F est le champ électrique de l'onde fondamentale et d_{eff} le coefficient non linéaire effectif du milieu.

On pose : $\Delta k = k_{SH} - 2k_F$,

Δk : représente le désaccord de phase entre les ondes fondamentale et harmonique.

En intégrant l'équation (1.10) sur une longueur d'interaction L à l'intérieur du milieu non linéaire avec comme condition initiale $E_{SH}(0) = 0$, on obtient l'expression du champ électrique de l'onde harmonique [14-16] :

$$E_{SH}(L) = -i \omega_F \sqrt{\frac{\epsilon_0 u_0}{\epsilon_r}} d_{eff} E_F^2 \frac{e^{i\Delta k L} - 1}{i\Delta k} \quad (1.11)$$

L'intensité de l'onde harmonique est donnée par :

$$I_{SH}(z) = \frac{P_{SH}}{A} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{u_0}} |E_{SH}|^2 \quad (1.12)$$

I_{SH} et P_{SH} sont respectivement l'intensité et la puissance du faisceau harmonique et A la surface d'interaction entre l'onde fondamentale et le milieu non linéaire.

L'expression de l'efficacité de conversion peut donc s'écrire :

$$n = \frac{P_{SH}}{P_F} = \left[\frac{2w_F^2}{n_F^2 c^3 \epsilon_0 n_{SH}} \right] (d_{eff}^2 L^2) \frac{P_F \sin^2(\frac{1}{2}\Delta k L)}{(\frac{1}{2}\Delta k L)^2} \quad (1.13)$$

avec :

$$C = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0} u_0} \text{ et } n = \sqrt{\epsilon_r u_r}$$

L'efficacité de conversion dépend des paramètres du milieu non linéaire (indice, longueur de propagation), du coefficient d_{eff} mais surtout du déphasage Δk .

1.3.4. La génération paramétrique optique

Lorsqu'un milieu non linéaire d'ordre deux est éclairé par un faisceau de pompe, suffisamment intense, un photon de pompe à la fréquence ω_p peut se scinder instantanément en deux nouveaux photons comme illustrés sur la figure 1.5. Les nouvelles fréquences générées sont inférieures à celle de la pompe. Elles sont notées ω_s pour l'onde signal et ω_i pour l'onde idler ou complémentaire avec $\omega_p > \omega_s \geq \omega_i$, en respectant la condition de conservation de l'énergie:

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i \quad (1.14)$$



Figure 1.5. Principe de la génération paramétrique optique

Les équations de propagation des champs dans le milieu non linéaire se réduisent au système suivant [12,17, 18] :

$$\begin{aligned} \frac{dE_s(z)}{dz} &= -i \frac{\omega_s}{c n_s} d_{eff} E_p(z) E_i^*(z) e^{i\Delta k z} \\ \frac{dE_i(z)}{dz} &= -i \frac{\omega_i}{c n_i} d_{eff} E_p(z) E_s^*(z) e^{i\Delta k z} \end{aligned} \quad (1.15)$$

$$\frac{dE_p(z)}{dz} = -i \frac{\omega_p}{c n_p} d_{eff} E_s(z) E_i(z) e^{-i\Delta k z}$$

Où : $\Delta k = k_p - k_s - k_i$: le désaccord de phase subit par les ondes interagissant dans le cristal.

Dans le but de présenter le caractère couplé entre les ondes en interaction, nous avons adopté le changement de variable ($E_{s,i} \rightarrow A_{s,i}$), avec :

$$E_s = \left(\frac{\omega_s}{n_s}\right)^{\frac{1}{2}} A_s \quad (1.16)$$

$$E_i = \left(\frac{\omega_i}{n_i}\right)^{1/2} A_i \quad (1.17)$$

On considérera aussi que le champ de pompe à ω_p est bien plus intense que les deux autres et qu'il ne varie quasiment pas au cours de la propagation (pompe intense sans déplétion et faible atténuation). En tenant compte de ces approximations on obtient le système couplé suivant :

$$\frac{dA_s}{dz} = i \mathcal{T} A_p A_i e^{i\Delta k z} \quad (1.18)$$

$$\frac{dA_i}{dz} = i \mathcal{T} A_p A_s e^{i\Delta k z} \quad (1.19)$$

avec : $\mathcal{T} = d_{eff} \left(\frac{1}{2\epsilon_0 c}\right) \left(\frac{\omega_p \omega_s \omega_i}{n_p n_s n_i}\right)^{1/2}$, est le coefficient de couplage entre les ondes en interaction, d'où le caractère paramétrique de l'interaction.

L'intensité à ω_j est alors donnée par :

$$I_j = \frac{n_j \epsilon_0 c}{2} |E_j^2| = \frac{\omega_j \epsilon_0 c}{2} |A_j^2| \text{ avec : } j = p, s \text{ et } i \quad (1.20)$$

On obtient alors les solutions suivantes pour le système d'Équation (1.18):

$$A_s(z) = e^{-\frac{i}{2}\Delta k z} \{A_0(0)[ch(\Gamma z) + i \frac{\Delta k}{2\Gamma} sh(\Gamma z)] - i \frac{g}{\Gamma} A_i^*(z) sh(\Gamma z)\} \quad (1.21)$$

$$A_i(z) = e^{\frac{i}{2}\Delta k z} \{A_i^*(0)[ch(\Gamma z) - i \frac{\Delta k}{2\Gamma} sh(\Gamma z)] + i \frac{g}{\Gamma} A_s(z) sh(\Gamma z)\} \quad (1.22)$$

avec : $\Gamma^2 = g^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2$ le gain avec désaccord de phase, et g est le paramètre de gain paramétrique défini par :

$$g = 2d_{eff} \sqrt{\frac{2}{(\epsilon c)^3} \frac{\omega_s \omega_i}{n_p n_s n_i} I_{P0}} \quad (1.23)$$

Nous allons maintenant considérer que tout le signal présent à la sortie du cristal provient de l'interaction paramétrique c'est à dire que $A_s(0)=0$.

La première solution du système (1.21) s'écrit:

$$A_s(z) = -i \frac{g}{\Gamma} A_i^*(z) \text{sh}(\Gamma z) e^{-\frac{1}{2}\Delta k z} \quad (1.24)$$

Ce qui se traduit en terme de densité spectrale de puissance par:

$$\frac{dp_s(z)}{d\omega} = \frac{g^2 \omega_s}{\Gamma^2 \omega_i} \frac{dp_i(0)}{d\omega} \text{sh}^2(\Gamma z) \quad (1.25)$$

Dans le cas de faible gain par rapport au désaccord de phase : $g \ll \frac{\Delta k}{2}$ nous avons

$\Gamma = i \sqrt{\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 - g^2}$, d'ou l'expression de la densité spectrale de puissance se réduit alors à :

$$\frac{dp_s(z)}{d\omega} = g^2 z^2 \frac{\omega_s}{\omega_i} \frac{dp_i(0)}{d\omega} \text{sinc}^2\left(\sqrt{\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 - g^2} \cdot z\right) \quad (1.26)$$

Dans le cas du matériau brut massif, on peut négliger « g » en raison de l'importance systématique du désaccord de phase. On observe alors une oscillation de période $2L_c$ de la puissance de signal en fonction de la longueur de propagation, nous pouvons écrire :

$$\frac{dp_s(z)}{d\omega} = g^2 \frac{\omega_s}{\omega_i} \frac{dp_i(0)}{d\omega} \frac{2l_c}{\pi} \text{sinc}^2\left(\pi \cdot \frac{z}{l_c}\right) \quad (1.27)$$

où : $l_c = \frac{\pi}{\Delta k}$ est la longueur de cohérence

La densité de puissance s'annule ainsi à chaque longueur de cohérence. Par ailleurs, l'efficacité de la conversion paramétrique caractérise la capacité à convertir les photons de pompe en photons signal à la sortie du cristal. On peut définir une efficacité absolue de conversion par :

$$n = \frac{p_s(z=l)}{p_p(z=0)} \quad (1.28)$$

1.4. Techniques d'accord de phase

Pour qu'une interaction paramétrique entre trois ondes soit efficace, il est nécessaire que les ondes créées en tous point du milieu paramétrique soient en phase les unes avec les autres afin d'interférer constructivement. Il existe deux types d'accord de phase selon les polarisations des ondes en interaction. Dans le type I, les deux ondes ont la même polarisation, tandis que dans le type II, elles ont des polarisations orthogonales. Nous

verrons les techniques couramment employées pour réaliser cela, à savoir l'accord de phase par biréfringence et le quasi-accord de phase

1.4.1 Accord de phase par biréfringence

Toute technique employant le processus de conversion de fréquence doit résoudre un problème majeur : la réalisation de l'accord de phase entre le faisceau pompe (le faisceau d'entrée) et le faisceau harmonique (le faisceau de sortie) pour éliminer toute interférence destructive.

La puissance harmonique donc l'efficacité de conversion sont maximales lorsque l'accord de phase est réalisé c'est-à-dire : $\Delta k = k_{SH} - 2k_F = 0$.

Dans ces conditions le sinus cardinal de l'expression (1.13) est égal à 1. On définit une longueur utile du milieu non linéaire nécessaire pour créer une onde harmonique. Cette longueur s'appelle la longueur de cohérence [20]. Elle est déduite de l'argument de la fonction sinus cardinal lorsque cette fonction est égale à l'unité:

$$L_c = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda_F}{4(n_{2\omega} - n_\omega)} \quad (1.29)$$

Dans les milieux biréfringents, l'onde voit deux indices de réfraction différents. Le premier indice n_o dit ordinaire, constant et indépendant de la direction de propagation. Par contre, l'autre indice n_e dit extraordinaire varie en fonction de la direction de propagation θ [12].

La méthode la plus employée pour obtenir l'accord de phase utilise la biréfringence existant dans les cristaux uniaxes ou biaxes pour compenser la différence des indices de réfraction due à la dispersion. Cette méthode consiste à trouver des directions de propagation à l'intérieur de cristal, tel que l'indice ordinaire à une fréquence donnée soit égale à l'indice extraordinaire correspondant à l'autre fréquence.

Sur la figure .1.7, on trace les indices de réfraction du tantalate de lithium à 20°C en fonction de la longueur d'onde. En illustre un exemple simple de la génération du second harmonique, où la condition d'accord de phase se ramène à $n_o(\omega) = n_e(2\omega)$.

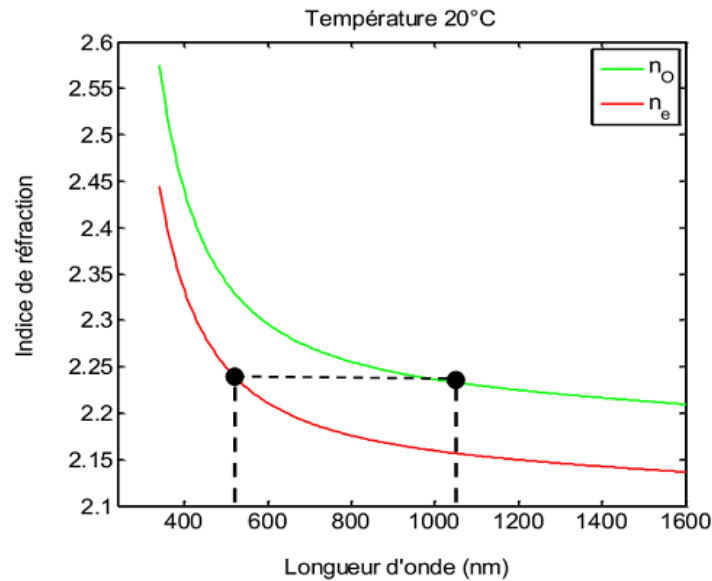


Figure 1.7. Principe de l'accord de phase par biréfringence. Les indices de réfraction ordinaires et extraordinaires du tantalate de lithium à une température $T = 20^\circ \text{C}$.

Dans un cristal uniaxe, il existe un axe de symétrie unique désigné par l'axe Z confondu le plus souvent avec l'axe optique du système. Les indices de réfraction principaux sont désignés par $n_o = n_x = n_y$ et $n_e = n_z$. Un cristal est dit uniaxe positif lorsque $n_e > n_o$ et uniaxe négatif si $n_e < n_o$. Pour une direction de propagation formant un angle θ avec l'axe optique Z, l'indice extraordinaire vu par l'onde est donné par [12] :

$$\frac{1}{[n_e(\theta)]^2} = \frac{[\cos(\theta)]^2}{n_o^2} + \frac{[\sin(\theta)]^2}{n_e^2} \quad (1.30)$$

L'accord de phase peut être réalisé de différentes façons, que ce soit en faisant varier la longueur d'onde de l'onde fondamentale ou sur la direction de propagation ou en faisant varier la température du cristal. Les principaux défauts de cette technique proviennent de l'impossibilité de réaliser la GSH à n'importe quelle longueur d'onde en particulier à courtes λ (dans le bleu par exemple) à cause d'une trop faible biréfringence.

1.4 .3. Quasi-accord de phase

Une autre méthode pour rendre la conversion non linéaire efficace a été proposée dès 1962 par Armstrong et al [5], il s'agit du quasi-accord de phase. Dans cette configuration, on réalise un quasi accord de phase entre l'onde fondamentale et l'onde harmonique par une variation périodique de la polarisation du matériau.

La technique du quasi-accord de phase consiste à inverser, à chaque longueur de cohérence l_c , le signe de la polarisation non linéaire créée dans le cristal pour réaliser un cristal non linéaire périodiquement polarisé [12]. Cela équivaut à rajouter une phase de π au désaccord de phase pour inverser le sens du transfert de l'énergie entre les ondes. Les interférences destructives qui ont normalement lieu à chaque longueur de cohérence sont supprimées et la puissance des ondes générées continue à croître au cours de la propagation dans le milieu.

Le quasi-accord de phase date de 1992 [17], il a été écrit après la mise au point des premiers cristaux périodiquement retournés par application d'un fort champ électrique. Pour du quasi-accord de phase de premier ordre, la période de retournement est égale à deux fois la longueur de cohérence du cristal.

La période d'inversion est donnée par : $\Lambda = m * 2L_c = m \frac{2\pi}{k_m}$; $m \in N$

Où k_m désigne les vecteurs du réseau photonique et m est un entier définissant l'ordre du quasi-accord de phase. Dans ces conditions, le désaccord de phase est donné par :

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega - k_m \tag{1.31}$$

Pour un quasi-accord de phase d'ordre 1 ($m=1$):

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega - \frac{2\pi}{\Lambda} \tag{1.32}$$

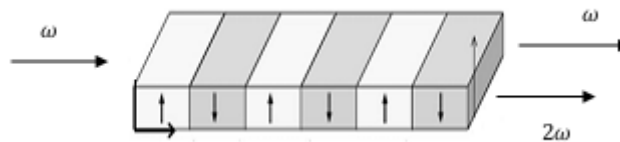


Figure.1.8. Représentation du mécanisme de doublage de fréquence par QAP

La figure.1.9, permet de comparer les intensités du second harmonique générées à partir de l'équation (1.12) en utilisant le quasi-accord de phase (QPM) et celles obtenues en utilisant l'accord de phase par biréfringence (BPM), pour la même valeur du coefficient non linéaire effectif.

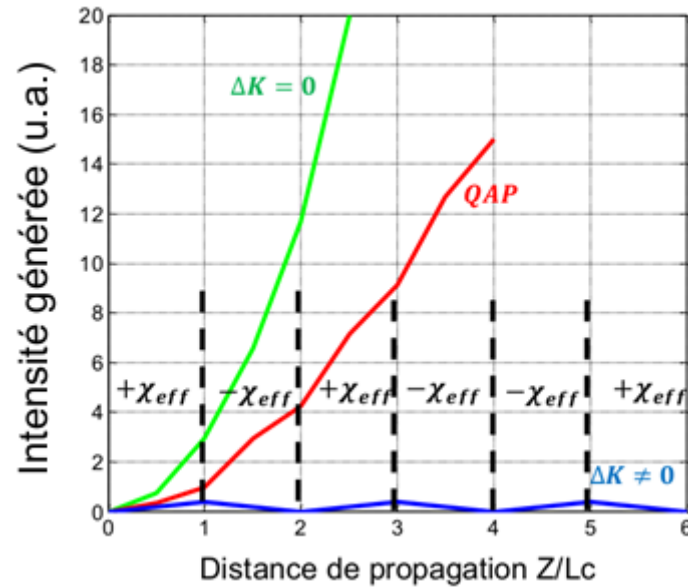


Figure 1.9. Comparaison entre les rendements de SHG obtenus en quasi-accord de phase (QAP), accord de phase ($\Delta k = 0$) et hors accord de phase ($\Delta k \neq 0$).

Sans accord de phase ($\Delta k \neq 0$, courbe bleue) l'efficacité de conversion oscille avec une périodicité égale à $2L_c$. Nous assistons donc à un phénomène d'interférences destructives à chaque longueur de cohérence L_c .

Dans le cas d'un accord de phase par biréfringence ($\Delta k = 0$, courbe verte) une longueur de cohérence infinie), l'intensité de l'onde générée croît de façon quadratique avec la distance de propagation.

Pour un quasi-accord de phase d'ordre 1 ($\Delta k_{QPM} = 0$, courbe rouge), l'efficacité de conversion augmente aussi quadratiquement mais elle est réduite d'un facteur $(\frac{2}{\pi})^2 \approx 40\%$ par rapport à la courbe verte. La puissance générée augmente alors par paliers à chaque longueur de cohérence.

La technique de quasi-accord de phase présente de nombreux avantages. Le principal intérêt est qu'en ajustant sur la température ou la périodicité du réseau périodiquement polarisé du cristal. D'où la supériorité de la technique QPM par rapport à l'accord de phase par biréfringence. Un autre avantage non négligeable du QPM est qu'on s'affranchit aussi du walkoff apparaissant souvent dans le BPM, ce qui augmente l'efficacité de l'interaction non linéaire. De même que la possibilité offerte par le QPM de réaliser des interactions colinéaires tout au long de la longueur du cristal, maximise la longueur d'interaction du processus et donc son efficacité [6].

1.5. Les structures périodiquement polarisées

Depuis les années 1990, de nouveaux matériaux ferro-électriques micro-structurés par inversion périodique de leur domaines de polarisation spontanée (quasi-phase-matching ou QPM) ont émergé, permettant un accord de phase à la carte pour générer les deux ondes paramétriques dans toute la fenêtre de transparence du matériau. Parmi les structures périodiquement polarisées on trouve les ferroélectriques, niobate et tantalate de lithium, dont l'orientation ferroélectrique peut être inversée pour obtenir le quasi-accord de phase.

1.5.1. Le niobate de lithium

Le Niobate de Lithium (LiNbO_3) est parmi les premiers à avoir été utilisé en optique linéaire. Il a été synthétisé pour la première fois en 1966 dans les laboratoires Bell par Ashkin et al [21]. Ainsi, le premier OPO (Oscillateur Paramétrique Optique) a été réalisé avec ce cristal [22]. Maintenant que la technique d'inversion de domaine ferroélectrique est bien maîtrisée, il est l'un des cristaux les plus employés en quasi-accord de phase. Le niobate de lithium est un cristal de symétrie rhombo-édrique (classe $3m$, uniaxe négatif) dont la synthèse s'obtient par la méthode de Czochralski [23].

La structure cristallographique du niobate de lithium est visible sur la figure 1.10.

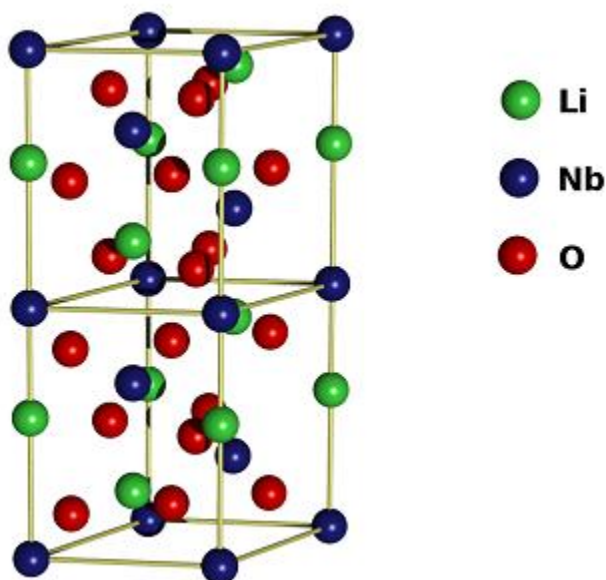


Figure 1.10. Structure cristallographique du niobate de lithium [24]

La croissance des cristaux se fait à une température supérieure à sa température de Curie (comprise entre 1130 et 1200°C) pour laquelle le cristal est dans sa phase para-électrique. Dans cette phase, les ions lithium sont situés dans les plans oxygène et les ions niobate sont localisés entre les plans oxygène. La polarisation électrique du cristal provient du fait que,

lorsque le cristal refroidit, les ions migrent des plans médians définis par les atomes d'oxygène vers un état stable. Pour obtenir un cristal périodiquement retourné (PPLN :Periodically Poled Lithium Niobate), il est nécessaire d'obtenir deux états stables de polarisation opposée. En appliquant un champ électrique suivant la direction de polarisation du cristal, il est possible de faire migrer les ions d'une des positions vers l'autre comme on peut le voir sur la figure 1.11.a. Le champ électrique minimal à appliquer est compris entre 4 kv/mm (pour un cristal stœchiométrique) et 20 kv/mm (pour un cristal congruent). Les procédures expérimentales permettant d'obtenir l'inversion de domaine sont décrites en détail dans la thèse de G. Miller [25]. Sur la figure 1.11.b, on peut observer la marque laissée par les électrodes sur le cristal de PPLN.

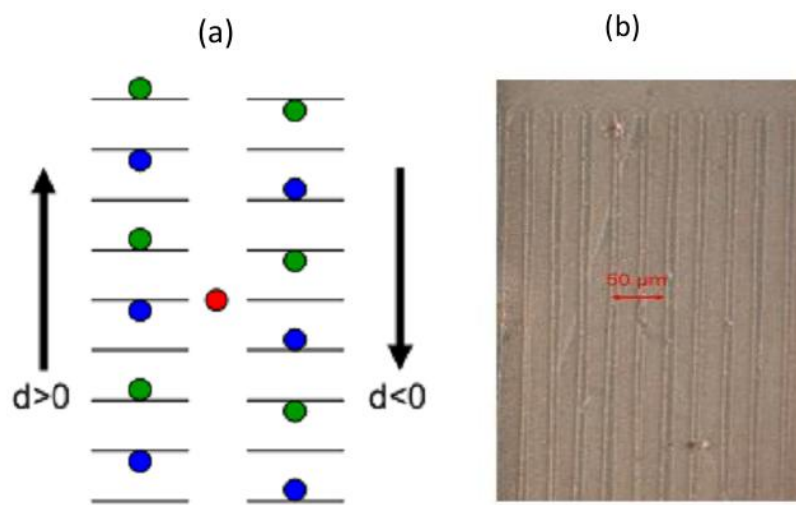


Figure 1.11. (a) Les deux états de polarisation d'un cristal PPLN. (b) Photo à l'aide d'un microscope du LiNbO₃ [24]

Dans le cas du niobate de lithium, la matrice des coefficients non linéaires s'écrit :

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

On distingue deux types de niobate de lithium, en fonction des concentrations molaires relatives de niobate et de lithium. Le congruent a un rapport molaire [Li] / [Nb] de 0,946, tandis que le stœchiométrique se caractérise, comme son nom l'indique par un rapport molaire de 1. Ces deux types de cristaux auront des indices de réfraction ainsi que des coefficients non-linéaires différents. De plus, pour limiter les effets photoréfractifs qui peuvent endommager le cristal, il peut être intéressant de doper le cristal avec quelques pourcents d'oxyde de magnésium. Il est également possible de limiter les éventuels dommages

photoréfractifs en chauffant le cristal au delà de 50°C. Le tableau 1.1 répertorie les coefficients non linéaires du niobate de lithium à la longueur d'onde pompe 1064 nm, pour un processus de doublage de fréquence.

Table.1.2. Coefficients non linéaires du Niobate de lithium à 1064nm pour doublage de fréquence [26]

Coefficient non linéaire	Valeur [$\mu\text{m}/\text{V}$] à 1064nm		
	Congruent	Stœchiométrique	Dopé 5% MGO
d_{22}	2.1 ± 0.21	2.46 ± 0.23	2.05
d_{31}	-4.35 ± 0.44	-4.46 ± 0.66	-4.69 ± 0.13
d_{33}	-27.2 ± 2.7	-41.7 ± 7.8	25

1.5.2. Le tantalate de lithium

Le Tantalate de Lithium (LiTaO_3 , ou LT) est un autre matériau non linéaire intéressant qui possède globalement les mêmes qualités que le Niobate de Lithium. Il a été synthétisé pour la première fois par B. T. Matthias et J. P. Re-meika en 1949 [27]. Ainsi, il est possible de produire des cristaux périodiquement retournés [28] avec le tantalate de lithium. C'est un cristal biréfringent et uniaxe négatif ($n_e < n_o$), il est caractérisé par un grand coefficient non linéaire ($d_{33} = 21 \text{ pm/V}$).

La structure cristalline du Tantalate de Lithium est composée d'un empilement de plans d'oxygène regroupés en octaèdres. Les atomes de lithium et ceux du titane sont placés au milieu des plan d'oxygène et au centre des octaèdres. L'encombrement atomique en dessous de la température de Curie fait que les atomes d'oxygène et les atomes de lithium sont en retrait par rapport à leur plan. Les atomes de titane sont également en une position non symétrique par rapport aux plans oxygène. Cette rupture de la centrosymétrie est à l'origine de la polarisabilité et donc aux coefficients non linéaires d'ordre 2, ceux d'ordre 3 sont nuls.

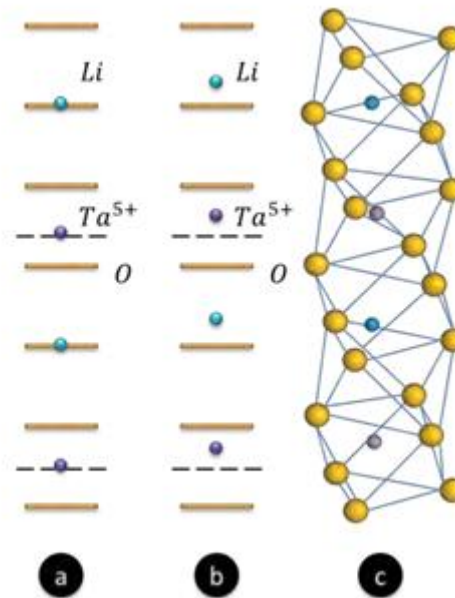


Figure 1.12. Structure du Tantalate de Lithium : (a) phase paraélectrique, (b) phase ferroélectrique, (c) structure de la cellule unitaire [27].

Le Tantalate de Lithium possède un champ de l'ordre 1.7kV/mm pour un cristal stœchiométrique, ce qui permet notamment de réaliser l'inversion de la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 avec des pas d'inversion, de l'ordre de $3\mu\text{m}$, encore plus petits que ceux du LN. Pour toutes ces raisons, le Tantalate de Lithium est un très bon candidat pour réaliser des composants non linéaires périodiquement polarisés : PPLT. Ce matériau possède une non linéarité plus faible que le niobate de lithium, ce qui explique que son utilisation soit encore limitée. Par contre, il est plus résistant aux dommages photoréfractifs, son seuil de dommage est plus élevé et son absorption dans le moyen infrarouge semble inférieure à celle du niobate de lithium [29, 30].

1.6. Les cristaux photoniques non linéaires

Les cristaux photoniques non linéaires de second ordre, appelés aussi cristaux non linéaires périodiquement polarisés. Ce type de cristaux est caractérisé par la modulation spatiale du signe de leur susceptibilité non linéaire de second ordre. Ils sont vite devenus des composants très convoités grâce à leur grande flexibilité comparativement aux cristaux non linéaires ordinaires.

1.6.1. Concept du cristal photonique non linéaire

Les cristaux photoniques sont des structures constituées d'un arrangement périodique de matériaux diélectriques. Le nombre de directions de la périodicité de l'indice optique indique le type de cristal photonique (Figure 1.13) :

- Périodicité dans une seule direction : cristal photonique 1D ou encore miroir de Bragg;
- Périodicité dans deux directions de l'espace : cristal photonique 2D ;
- Périodicité dans toutes les directions de l'espace : cristal photonique 3D

Les cristaux photoniques conventionnels sont également appelés cristaux à bande interdite photonique (BIP ou PBG : Photonic Band Gap). Ces cristaux, qui présentent une variation périodique d'indice de réfraction de l'ordre de la longueur d'onde, interdisent la propagation des ondes lumineuses dans certaines gammes de longueurs d'onde situées à l'intérieur de la bande interdite photonique.

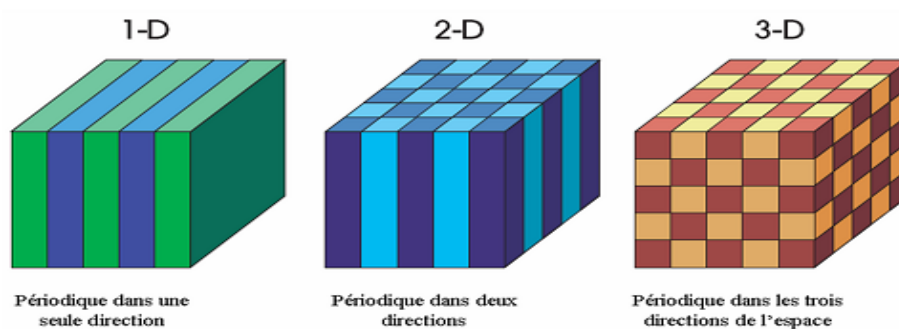


Figure.1.13. Schéma de cristaux photoniques 1D, 2D ou 3D [31].

L'utilisation de matériaux non linéaires de type LN (Niobate de Lithium) ou LT (Tantalate de Lithium) comme cristal photonique est d'un grand intérêt pratique pour les technologies photoniques, notamment pour les télécommunications optiques. Par ailleurs, nous pouvons considérer le cas des cristaux non linéaires de second ordre périodiquement polarisés où le signe du coefficient non linéaire d'ordre deux est périodiquement inversé. Par analogie aux cristaux photoniques, la structuration d'indice est remplacée par une micro-structuration du coefficient non linéaire d'ordre deux et le contraste périodique de l'indice est remplacé par une inversion périodique du signe du coefficient non linéaire d'ordre 2 [5]. V. Berger [32] a proposé en 1998 d'étendre le concept des cristaux périodiquement polarisés classiques pour réaliser des structures périodiquement polarisées à deux dimensions.

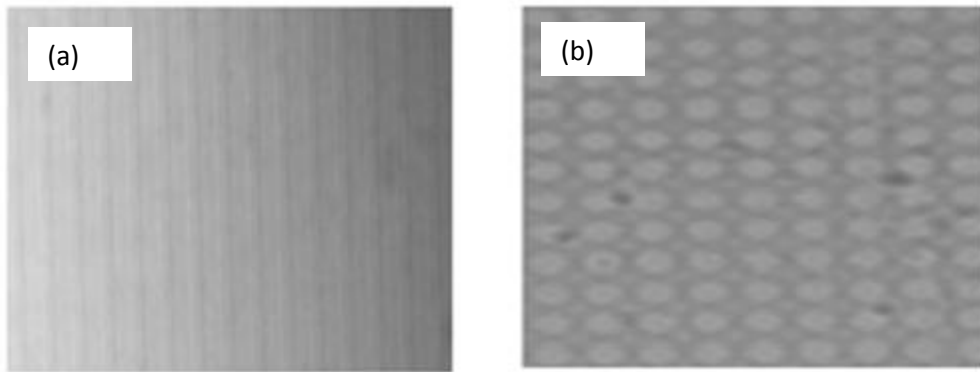


Figure 1.14. Photographie de cristaux photoniques non linéaires montrant les motifs d'inversion du coefficient non linéaire d'ordre deux (a) sur une seule dimension (b) sur deux dimensions de l'espace.

1.6.2. Cristaux photoniques non linéaires à une dimension

Les cristaux photoniques non linéaires à une dimension (plus communément appelés cristaux périodiquement polarisés) fut le résultat des recherches scientifiques intense dans le but de concevoir une technique d'accord de phase plus efficace et plus flexible que l'accord de phase par biréfringence.

L'apparition des premiers cristaux non linéaires microstructurés plus particulièrement le Niobate et le Tantalate de Lithium périodiquement polarisés (PPLN : Periodically Poled Lithium Niobate et PPLT : Periodically Poled Lithium Tantalate) est à l'origine du grand succès de quasi-accord de phase. 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 1.15.

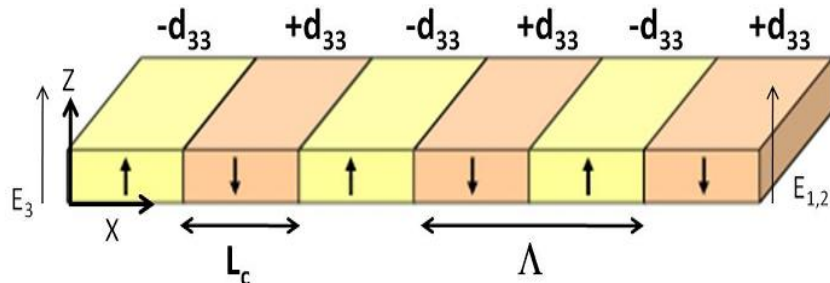


Figure 1.15. Schéma d'un cristal périodiquement polarisé [6].

Le cristal photonique non linéaire, illustré sur la Figure 1.16, peut être ainsi considéré comme un cristal non linéaire dont le coefficient non linéaire est modulé par une fonction de réseau périodique donnée par : $g(z) = \text{sign}[\cos(\frac{2\pi}{\Lambda} z)]$. Cette fonction décrit l'inversion périodique du signe de la susceptibilité non linéaire d'ordre deux avec un rapport cyclique de 50%, ce dernier est défini comme étant le rapport de la largeur d'inversion sur la période Λ .

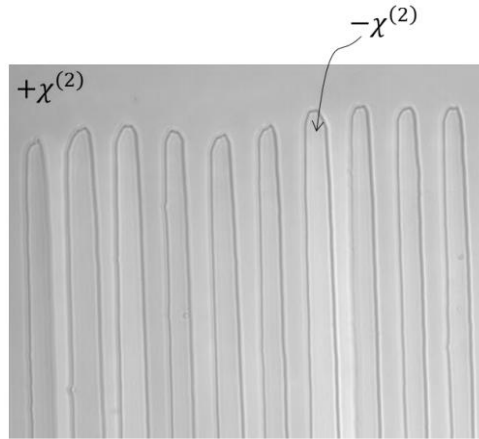


Figure.1.16. Image au microscope optique d'un cristal périodiquement polarisé de Niobate de Lithium montrant les domaines d'inversion de la polarisation.

Pour tenir compte d'un rapport cyclique σ quelconque, la fonction de réseau peut être écrite sous la forme [17] :

$$g(z) = \begin{cases} 1 & \text{si } p\Lambda < z < (p + \sigma)\Lambda \\ -1 & \text{si } (p + \sigma)\Lambda < z < (p + 1)\Lambda \end{cases} \quad (1.33)$$

Et par conséquent, le coefficient non linéaire en fonction de la longueur du cristal est donné alors par : $d(z) = g(z) * d_{eff}$.

La fonction $g(z)$ étant périodique, elle est décomposable en série de Fourier :

$$g(z) = \sum G_m e^{-ik_m z} \text{ ou } k_m = m * \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.34)$$

k_m : le vecteur d'onde de la m^{eme} composante spatiale de la série de Fourier et les G_m sont les coefficients de Fourier donnés par :

$$G_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda g(z) e^{-ik_m z} dz \quad (1.35)$$

En général, les coefficients G_m décroissent rapidement avec l'ordre m du QPM. Dans le cas particulier de notre fonction créneau $g(x)$, le calcul donne :

$$G_m = -\frac{i}{m\pi} (e^{-i2\pi m \sigma} - 1) \quad (1.36)$$

L'efficacité de conversion est directement proportionnelle à $|G_m|^2$. La Figure .1.17, décrit l'évolution de l'efficacité de la conversion paramétrique à partir de l'équation (1.36) en fonction du facteur de remplissage pour différents ordres de quasi-accord de phase.

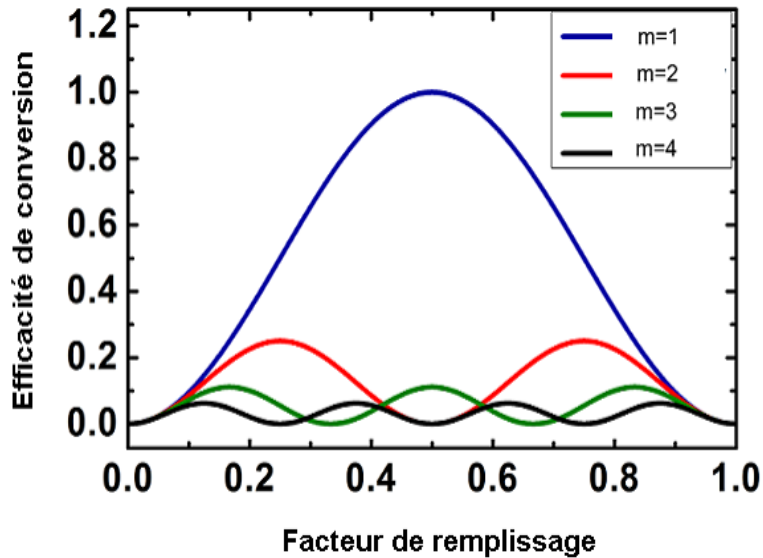


Figure .1.17. Efficacité de conversion en fonction du facteur de remplissage pour différents ordres d'accord de phase

Dans le cas d'un rapport cyclique $\sigma = 0.50$, le coefficient G_m s'écrit :

$$G_m = -\frac{i}{m\pi} ((-1)^m - 1) \quad (1.37)$$

On s'aperçoit que seul un QPM d'ordre impair ($m = 1, 3, 5, \dots$) donne lieu à un couplage non nul. Pratiquement, seule la composante $m = 1$ contribue de façon significative à l'interaction paramétrique avec un coefficient effectif : $d_Q = (2/\pi)d_{33}$.

Dans le cas où $m = 2$ et pour tous les m pairs, un rapport cyclique de 50% ne peut pas compenser le désaccord de phase. En effet dans ce cas au bout d'une distance (m, l_c) toute l'énergie générée est reconvertie en énergie de pompe.

Les rapports cycliques optimaux pour les premiers ordres du QPM et le taux de réduction de l'efficacité de conversion par rapport à la BPM dans le cas d'un coefficient non linéaire équivalent sont regroupés dans le Tableau .1.3.

Tab.1.3. Comparaison entre l'efficacité du quasi-accord de phase et celle de l'accord de phase par biréfringence. [33]

Ordre du QPM (m)	Rapport cyclique (%)	Réduction de l'efficacité $\frac{n_{QPM}}{n_{BPM}}$
1	50	$\left(\frac{2}{\pi}\right)^2$
2	25 /75	$1/4\left(\frac{2}{\pi}\right)^2$
3	17/50/83	$1/9\left(\frac{2}{\pi}\right)^2$
4	12/ 38/62/88	$1/16\left(\frac{2}{\pi}\right)^2$

A noter que le QAP d'ordre 1, qui consiste à inverser la polarisation à chaque longueur de cohérence, est le plus efficace et il s'approche des conditions d'accord de phase parfaites. Les applications du QAP dépendent fortement du pas Λ de la structure périodiquement polarisée (PP). On peut distinguer trois catégories d'applications possibles résumées dans le Tableau 1.4.

Table 1.4. Application du QAP en fonction du ps de la structure PP [33].

Période Λ	Applications
$\Lambda < 15\mu m$	SHG, SFG de laser proche IR ; OPO pompé par laser visible
$15\mu m < \Lambda < 25\mu m$	DFG de laser proche ; IR SHG de laser télécoms
$\Lambda > 25\mu m$	OPO pompé par laser proche IR

1.6.3. Cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions

Les cristaux photoniques non linéaires quadratiques à deux dimensions ont été proposés par V. Berger en 1998 [32] comme une généralisation, sur deux dimensions du concept du cristal non linéaire périodiquement polarisé, et les premières réalisations expérimentales ont été menées par N. Broderick et ses collaborateurs [34] dans un cristal photonique 2D réalisé dans le niobate de lithium. Le coefficient non linéaire d'ordre deux, dans ce cas, est inversé périodiquement dans les deux directions du plan selon un motif particulier (figure.1.18), ce qui va permettre de vérifier la condition d'accord de phase dans plusieurs directions de l'espace simultanément pour des longueurs d'onde différentes.

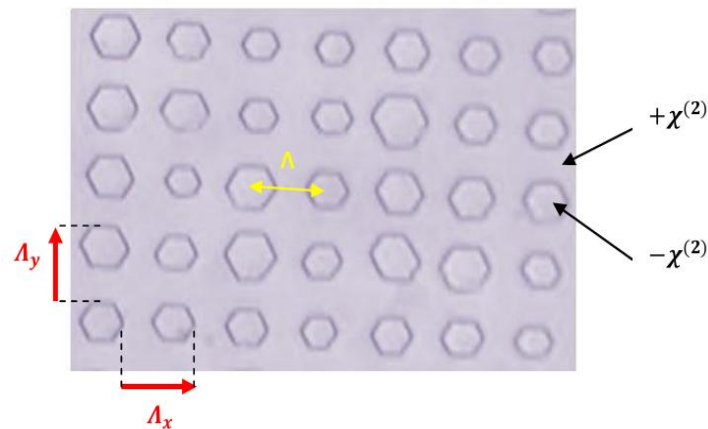


Figure .1.18. Image au microscope optique du cristal photonique 2D.

Le grand intérêt des structures périodiquement polarisées à deux dimensions réside dans la grande flexibilité du quasi-accord de phase réalisé par ces structures. En effet, plusieurs vecteurs du réseau réciproque peuvent intervenir dans l'accord de phase et par conséquent satisfaire plusieurs accords de phase simultanément.

1.6.3.1. Principe du cristal photonique à deux dimensions

Dans le cas d'une structure à deux dimensions, l'objet élémentaire se répète sur deux directions de l'espace de façon périodique. Par analogie avec les cristaux photoniques linéaires (à BIP) où l'indice de réfraction du matériau est modulé de façon périodique, les cristaux photoniques non linéaires sont caractérisés par une modulation périodique du signe de la susceptibilité non linéaire d'ordre deux ($\chi^{(2)}$) sur deux dimensions. Un réseau périodique est constitué par un ensemble de motifs identiques disposés de façon périodique dans une direction (réseau monodimensionnel), un plan (réseau bidimensionnel) ou un espace (tridimensionnel).

- **Structure de réseau :** en physique du solide, toutes les configurations possibles pour une structure cristalline périodique 2D sont regroupées et classifiées par les cinq réseaux de Bravais comme montré sur la figure 1.19.

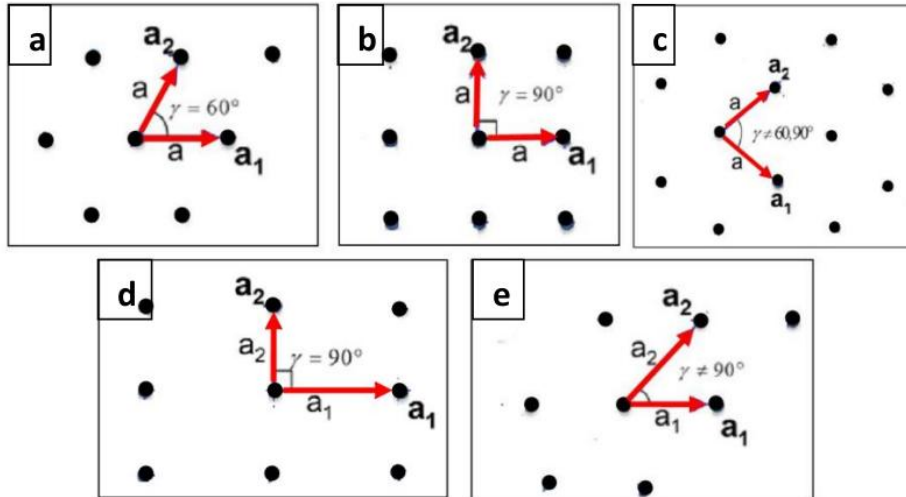


Figure 1.19. Réseaux de Bravais 2D, (a) Hexagonale (b) Carré (c) Centré-rectangulaire (d) Rectangulaire (e) Oblique

Ces structures sont données comme suit [35]:

- **Hexagonale** , $a_1 = a_2 = a$, $\gamma = 60^\circ$
- **Carré**, $a_1 = a_2 = a$, $\gamma = 90^\circ$
- **Centré-rectangulaire**, $a_1 = a_2 = a$, $\gamma \neq 60^\circ \neq 90^\circ$
- **Rectangulaire**, $a_1 \neq a_2$, $\gamma = 90^\circ$
- **Oblique**, $a_1 \neq a_2$, $\gamma \neq 90^\circ$

Tout point du réseau est défini comme la terminaison du vecteur \mathbf{r} écrit à l'aide des vecteurs primitifs du réseau sous la forme [36]:

$$\mathbf{r}_{mn} = m\mathbf{a}_1 + n\mathbf{a}_2 \tag{1.38}$$

Où m et n sont deux entiers arbitraires.

Le réseau est représenté par un ensemble de fonctions de Dirac distribuées dans le plan :

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}) = \sum \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{mn}) = \sum \delta(\mathbf{r} - m\mathbf{a}_1 + n\mathbf{a}_2) \tag{1.39}$$

Notons que cette dernière formule est une généralisation du cas 1D où $\mathbf{u}(x) = \sum \delta(x - \Lambda m)$ où Λ constitue la période du réseau.

Le cristal photonique non linéaire peut être considéré comme la convolution du réseau de points avec le motif optique non linéaire souhaité. Par exemple, un motif circulaire est constitué de surfaces circulaires de rayon R à l'intérieur desquelles le coefficient non linéaire

de second ordre est négatif, par contre le milieu environnant a le coefficient non linéaire non inversé. La représentation mathématique du motif circulaire est donnée par :

$$s(\mathbf{r}) = \text{circ} \left(\frac{r}{R} \right) = \begin{cases} -1 & \text{si } r < R \\ 1 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (1.40)$$

Si nous prenons en considération le fait que le cristal est fini et supposons qu'il possède une géométrie rectangulaire de dimensions (LxW), la fonction géométrie du cristal est donnée par :

$$a(\mathbf{r}) = a(x, y) = \text{rect} \left(\frac{x}{L} \right) \cdot \text{rect} \left(\frac{y}{\omega} \right) \quad (1.41)$$

Les coefficients non linéaires du tenseur diélectrique peuvent s'écrire alors sous la forme :

$$x_{ij}^2 = 2d_{ij} \times g(\mathbf{r}) = 2d_{ij} \times a(\mathbf{r}) \times [\mathbf{u}(\mathbf{r}) \otimes s(\mathbf{r})] \quad (1.42)$$

avec d_{ij} la composante (i,j) du tenseur diélectrique non linéaire du matériau et l'opération (\otimes) représente la fonction convolution dans le plan 2D. La fonction $g(\mathbf{r})$ rend compte de la dépendance spatiale du coefficient non linéaire d'ordre deux dans le cas du cristal photonique 2D.

- **Réseau réciproque** : A tout réseau direct, on peut faire correspondre un réseau réciproque ayant un système de base constitué par deux vecteurs [36] tel que :

$$\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (1.43)$$

Où δ_{ij} est le delta de Kronecker, égale à 1 lorsque $i = j$ et 0 ailleurs. Les points de réseau réciproque sont donc donnés par les vecteurs \mathbf{k}_{mn} avec :

$$\mathbf{k}_{mn} = m \mathbf{b}_1 + n \mathbf{b}_2 \quad (1.44)$$

La fonction du réseau réciproque est la transformée de Fourier de la fonction du réseau photonique, elle est donnée par [36] :

$$\mathbf{u}(\mathbf{f}) = \frac{1}{A} \sum_{m,n} \delta\left(\mathbf{f} - \frac{m\mathbf{b}_1}{2\pi} - \frac{n\mathbf{b}_2}{2\pi}\right) = \frac{(2\pi)^2}{A_{cp}} \delta(\mathbf{K} - m\mathbf{b}_1 - n\mathbf{b}_2) \quad (1.45)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{f}) = \frac{(2\pi)^2}{A_{cp}} \delta(\mathbf{K} - \mathbf{K}_{mn}) \quad (1.46)$$

Où A_{cp} représente la surface de la cellule primitive donnée par $A_{cp} = a_1 \times a_2$, \mathbf{f} est la fréquence spatiale dans l'espace de Fourier bidimensionnelle et $\mathbf{K} = 2\pi \cdot \mathbf{f}$. Les valeurs des constantes caractéristiques du réseau sont données dans le Tableau 1.4 pour chaque type de réseau.

Table 1.5. Vecteurs de réseau primitifs et de réseau réciproque pour les cinq réseaux de Bravais [35 ,36].

Réseau	Vecteur primitifs	Vecteurs réciproques
Oblique	$\mathbf{a}_1 = a_1(1,0)$ $\mathbf{a}_2 = a_2(\cos(\gamma), \sin(\gamma))$	$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a_1}(1, -\frac{1}{\tan(\gamma)})$ $\mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{a_2}(0, \frac{1}{\sin(\gamma)})$
Triangulaire	$\mathbf{a}_1 = a(1,0)$ $\mathbf{a}_2 = a(-\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2})$	$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a}(1, \frac{1}{\sqrt{3}})$ $\mathbf{b}_2 = \frac{4\pi}{a\sqrt{3}}(0,1)$
Rectangulaire	$\mathbf{a}_1 = a_1(1,0)$ $\mathbf{a}_2 = a_2(0,1)$	$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a_1}(1,0)$ $\mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{a_2}(0,1)$
Carré	$\mathbf{a}_1 = a(1,0)$ $\mathbf{a}_2 = a(0,1)$	$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a}(1,0)$ $\mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$
Rhomboédrique	$\mathbf{a}_1 = a(1,0)$ $\mathbf{a}_2 = a(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\tan(\gamma))$	$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a}(1, -\frac{1}{\tan(\gamma)})$ $\mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{a}(0, \frac{1}{\tan(\gamma)})$

1.7. Les mécanismes de conversion de fréquence

La conversion non linéaire de fréquences dans les milieux non linéaires de second ordre offre de nouvelles perspectives pour la réalisation de nouvelles sources cohérentes, flexibles et accordables sur une large gamme de longueurs d'onde. La génération paramétrique optique est l'effet non linéaire le plus utilisé, elle permet de générer de nouvelles longueurs d'onde à partir d'une longueur d'onde de pompe, lorsque celle-ci passe dans un milieu non linéaire de second ordre. Les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions (CPNL-2D) sont des composants intéressants pour la conversion non linéaire de fréquences.

Dans le système d'équations (1.15) qui décrit la propagation des trois ondes électromagnétiques dans le cristal non linéaire, on a supposé la conservation de l'énergie $\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i$, un photon de pompe se scinde en deux photons : un photon signal et un photon complémentaire. De plus, on constate que ce processus est gouverné par la phase relative qui existe entre les trois ondes Δk_z . Ceci a deux conséquences, la première est que le processus est réversible, c'est à dire qu'un photon signal et un photon complémentaire peuvent fusionner pour donner un photon pompe. La deuxième est que le transfert d'énergie pompe vers le signal et complémentaire ne peut être efficace que si l'accord de phase est vérifié, c'est à dire $\hbar k_p = \hbar k_s + \hbar k_i$. Cette relation est associée à la conservation du mouvement dans une description particulière de l'interaction paramétrique [37].

La Figure 1.20. illustre les conditions nécessaires et suffisantes pour la réalisation de la génération paramétrique optique. Elles sont réalisées lorsque le terme Δk est annulé.

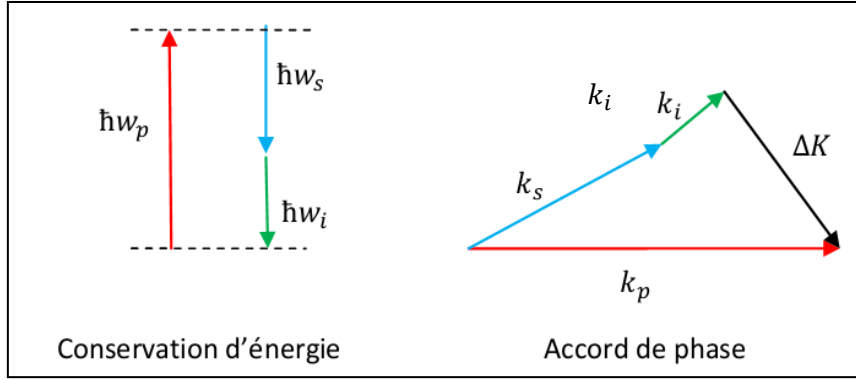


Figure 1.20. Conditions pour la réalisation de la génération paramétrique optique

L'inversion périodique des domaines de polarisation dans un réseau de période $\Lambda = 2L_c$ ou $L_c = \frac{\pi}{\Delta k}$ est la longueur de cohérence de l'interaction à trois ondes permet en fait de compenser le désaccord de phase $\Delta k \neq 0$ par un vecteur de réseau $G = \frac{2\pi}{\Lambda}$, de sorte que [17] :

$$\Delta k_{QPM} = k_p - k_s - k_i - k_m = 0 \quad (1.47)$$

Pour un quasi-accord de phase d'ordre 1 avec une période de polarisation Λ , le désaccord de phase est exprimé par :

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \quad (1.48)$$

soit :
$$\Lambda = \frac{2\pi}{n_p \omega_p - n_s \omega_s - n_i \omega_i}$$

Il en résulte que par un choix approprié de Λ , on peut accorder en phase n'importe quel mélange paramétrique à trois ondes, d'où l'avantage des matériaux QPM par rapport aux matériaux BPM ou l'existence d'un accord de phase est assujettie à la dispersion du matériau. De plus, l'accord en longueur d'onde des ondes signal et idler se fait soit par variation de la longueur d'onde du laser de pompe, soit par variation de la température ou par changement de réseau. Un dernier avantage, et non des moindres, de l'accord de phase QPM est de pouvoir coupler l'élément polaire le plus élevé d_{33} du tenseur de susceptibilité $\chi^{(2)}$ lorsque la polarisation des trois ondes est alignée suivant l'axe optique. La condition de QPM peut également se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (1.49)$$

d'où

$$\frac{n(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{n(\lambda_i, T)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda} = 0 \quad (1.50)$$

Pour accorder en longueur d'onde les cristaux de PPLN et PPLT il faut procéder en plusieurs étapes. La première étape consiste à choisir le pas du réseau. La deuxième étape est de fixer la température du cristal. Les équations de Sellmeier du niobate de lithium peuvent être trouvées pour différents types de cristaux dans les références [38, 39,40], nous rappelons dans l'équation (1.51) celle de D. H. Jundt [38]. Les milieux uniaxes ont deux indices de réfraction principaux que l'on appelle indices ordinaire n_o et extraordinaire n_e . Ces deux indices sont, respectivement, les indices de réfraction pour une onde se propageant suivant l'axe optique et perpendiculairement à l'axe optique.

$$n_e^2(\lambda, T) = a_1 + b_1 f(T) + \frac{a_2 + b_2 f(T)}{\lambda^2 - (a_3 + b_3 f(T))^2} + \frac{a_4 + b_4 f(T)}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2 \quad (1.51)$$

avec :

$$f(T) = (T - 24,5^\circ C)(T + 570,82)$$

La longueur d'onde est exprimée en μm et la température T est en degrés Celsius. Les différents coefficients a et b sont [38]:

Tab.1.6. Coefficients de Sellmeier du niobate de lithium

Coefficient	
a_1	5.35583
a_2	0.100473
a_3	0.20692
a_4	100
a_5	11.34927
a_6	$1.5334 * 10^{-2}$
b_1	$4.629 * 10^{-7}$
b_2	$3.869 * 10^{-8}$
b_3	$-0.89 * 10^{-8}$
b_4	$2.657 * 10^{-5}$

Comme la technique de quasi-accord de phase consiste à remettre en phase les trois ondes lorsqu'elles se sont propagées sur une distance égale à la longueur de cohérence, il est important de prendre en compte la dilatation thermique du cristal.

L'effet de l'expansion thermique du niobate de Lithium sur la période de retournement est exprimé par [38] :

$$\Lambda(T) = \Lambda_0 [1 + \alpha (T - 25^\circ C) + \beta (T - 25^\circ C)^2] \quad (1.52)$$

Où Λ_0 est la période du réseau définie lors du processus de polarisation à 25 °C. Les coefficients thermiques du cristal : $\alpha = 1.54 * 10^{-5} K^{-1}$ et $\beta = 5.3 * 10^{-9} K^{-2}$.

Les coefficients de Sellmeier du tantalate de lithium sont reportés dans l'article [41] avec :

$$n_e^2(\lambda, T) = A + \frac{B+b(T)}{\lambda^2-(C+c(T))^2} + \frac{E}{\lambda^2-F^2} + \frac{G}{\lambda^2-H^2} + D\lambda^2 \quad (1.53)$$

Tab.1.7. Coefficients de Sellmeier du tantalate de lithium [41]

Coefficient	
A	4.502483
B	0.007294
C	0.185087
D	-0.02357
E	0.073423
F	0.199595
G	0.001
H	7.99724
$b(T)$	$3.483933 * 10^{-8} (T+273.15)^2$
$c(T)$	$1.607839 * 10^{-8} (T+273.15)^2$

L'effet de l'expansion thermique du Tantalate de Lithium sur la période de retournement est exprimé par [27] :

$$\Lambda(T) = \Lambda_0(25^\circ C)[1 + \alpha (T - 25^\circ C) + \beta(T - 25^\circ C)^2] \quad (1.54)$$

Où Λ_0 est la période du réseau définie lors du processus de polarisation à 25 °C. Les coefficients thermiques du cristal : $\alpha = 1.6 * 10^{-5} K^{-1}$ et $\beta = 7 * 10^{-9} K^{-2}$

À partir des équations (1.49) et (1.50) et en utilisant la formule de Sellmeier (1.53) ainsi que la formule de dilatation (1.54), on peut tracer les courbes de quasi-accord de phase théoriques pour le niobate et le tantalate de lithium.

Effet de la longueur d'onde pompe : l'onde de pompe présente des fluctuations de fréquence qui peuvent changer les conditions d'accord de phase. D'où l'intérêt d'étudier les variations des longueurs d'onde signal et idler en fonction de la longueur d'onde de pompe. Comme on peut voir sur la figure (1.21), quand la longueur d'onde de pompe diminue, la

longueur d'onde de signal diminue tandis que celle d'idler augmente. Dans cette simulation, nous avons choisi une période de réseau de $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$ et une température de 110°C . Ce sont les paramètres que nous avons utilisés pour nos échantillons dans ce travail de thèse pour réaliser le QPM.

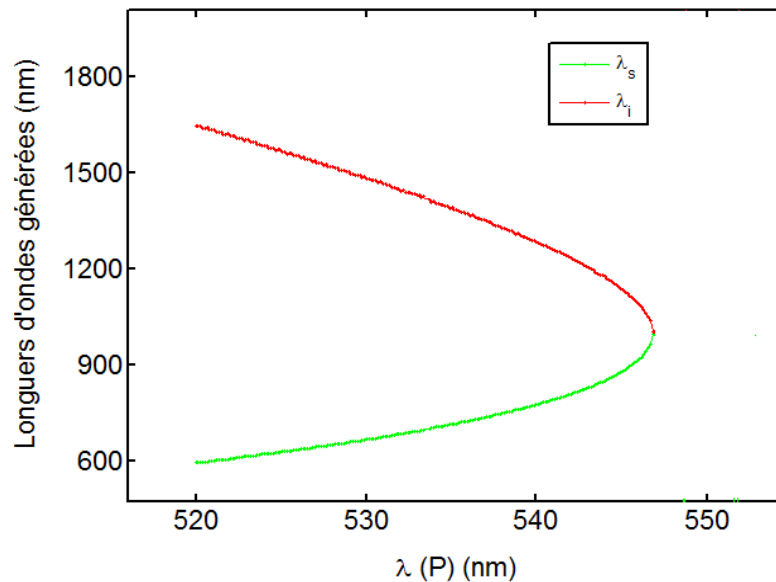


Figure 1.21. Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la longueur d'onde de pompe, pour un cristal PPLT ayant une période $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$, à 110°C .

Effet de la température sur le QPM : En agissant sur la température du cristal nous varions l'indice de réfraction du matériau et dans le même temps, nous varions la longueur du cristal et donc sa période à travers l'expansion thermique du matériau. Il est donc possible d'accorder les longueurs d'onde de signal et idler avec la température. La Figure (1.22), présente la variation des longueurs d'onde générées en fonction de la température pour un cristal PPLT- 1D, pompé à 532 nm qui est la longueur d'onde de pompe que nous avons utilisée dans ce travail de thèse.

Sur la figure 1.22, on constate qu'avec notre cristal on peut générer des longueurs d'onde signal comprises entre 750 nm et 800 nm et des longueurs d'onde idler comprises entre 1575 nm et 1725 nm, sur une plage de $30\text{-}200^\circ\text{C}$ avec une pompe à 532 nm.

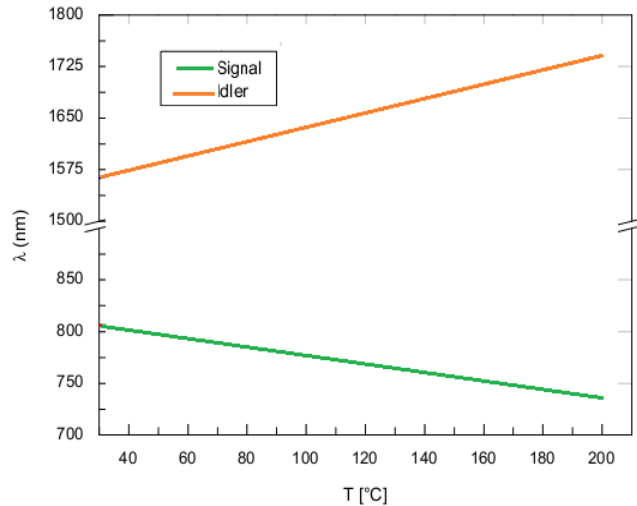


Figure 1.22. Courbes théoriques de quasi-accord de phase avec une pompe 532 nm avec un pas de 8.52 μm pour un cristal PPLT-1D.

Effet de la période du réseau sur le QPM : La période du réseau vue par les ondes en interaction peut varier en raison de plusieurs paramètres. La figure 1.23 représente l'évolution des longueurs d'ondes générées, vérifiant la relation de quasi-accord de phase, en fonction du pas du réseau du cristal, lorsqu'il est pompé à 532 nm et pour une température de 110°C.

Nous constatons que les longueurs d'onde signal générées diminuent lorsque la période du réseau augmente. En revanche, la longueur d'onde idler générée augmente avec l'accroissement de la période de réseau.

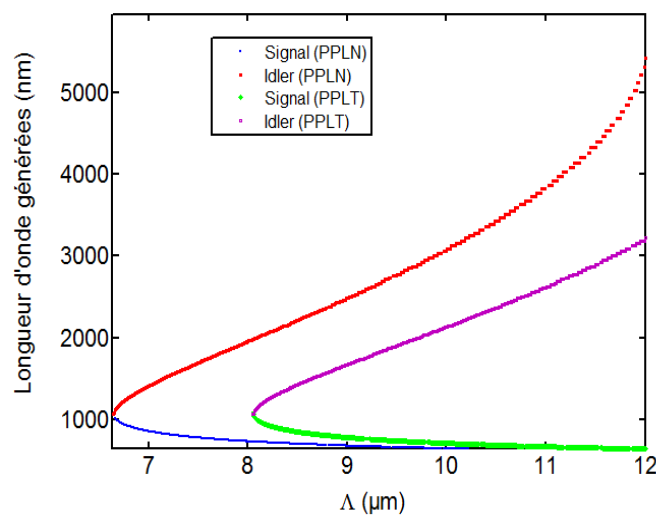


Figure .1. 23. Variation des longueurs d'onde générées en fonction du pas de réseau pour un cristal PPLN et PPLT-1D pompé à 532 nm à 110°C.

1.8. Etats de l'art sur la conversion de fréquence multilongueurs d'onde

La conversion de fréquence non linéaire du second ordre offre des nouvelles perspectives pour réaliser de nouvelles sources cohérentes et accordables sur une large gamme de longueurs d'onde. Les cristaux photoniques non-linéaires ont été proposés comme une extension à deux dimensions du concept de cristaux non linéaires polarisés périodiquement. Depuis leur proposition initiale [32], les cristaux photoniques non linéaires deux dimensions (2D) polarisés périodiquement ont fait l'objet d'un certain nombre de recherches expérimentales et théoriques, explorer les possibilités accrues pour concevoir la dynamique non linéaire quadratique des interactions offertes dans ces structures.

Les effets paramétriques permettent d'obtenir des spectres lisses sur de grandes largeurs spectrales, et sont actuellement les effets non linéaires les plus prometteurs pour engendrer des spectres larges. Le spectre large bande et la génération de nouvelles composantes de fréquence ont été étudiées depuis le début des années 1960, sont les éléments caractéristiques de l'optique non linéaire.

Les mécanismes de conversion de fréquence dans la configuration de quasi accord de phase QPM sont relativement bien contrôlées, en particulier dans les cristaux, Tels que le LiNbO_3 polarisé périodiquement (PPLN) [42], LiTaO_3 (PPLT) [43], et KTiOPO_4 (PPKTP) [44]. Dans les cristaux ferroélectriques, le QPM peut être obtenu par une variation périodique de la polarisation spontanée du matériau. En particulier, l'optique intégrée utilisant des cristaux photoniques non linéaires (NLPC) a récemment été l'objet de plusieurs développements pour des applications dans le domaine des sources lumineuses et du traitement des signaux optiques [45]. La réalisation de sources lasers tout solides et compactes par conversion de fréquences nécessite l'utilisation de guides d'onde fabriqués dans des matériaux optiques non linéaires. La génération de la seconde harmonique dans le visible a été réalisée avec succès dans des guides d'ondes planaires implantés hélium dans le niobate de lithium polarisé périodiquement (PPLN), l'efficacité de conversion dans ce cas était 40% supérieure à celle du cristal PPLN bulk [46]. La génération de seconde harmonique est utilisée aussi pour produire un faisceau laser vert par quasi accord de phase dans le guide d'ondes. L'efficacité de la conversion était de 10^{-2} % [47]. En particulier, La contribution des vecteurs de réseau réciproques à été observé dans le cristal PPLT-2D (réseau carré, $\Lambda = 6.92 \mu\text{m}$) par SHG [48].

Les cristaux photoniques non linéaires tels que le PPLT-2D (Tantalate de Lithium périodiquement polarisés) sont d'un grand intérêt pour la conversion de fréquences multi-longueurs d'onde grâce à la contribution de différents vecteurs du réseau réciproque (RLV) [32]. Récemment, plusieurs processus non linéaire a été démontrée dans un réseau

hexagonal de tantalate de lithium (LiTaO_3) [49]. Dans ce cas, SHG et OPG ont été générés et SFG ensuite été généré par un processus en cascade. Par la suite, Lazoul et al. ont étudié la génération paramétrique optique avec quasi-accord de phase dans les cristaux photoniques non linéaires de second ordre. Des générations simultanées colinéaires et non colinéaires sont observées autour de la direction collinéaire de la pompe dans les cristaux PPLT-1D [50]. La génération paramétrique multilongueurs d'onde a été démontrée expérimentalement dans les cristaux photoniques non linéaires bidimensionnels (PPLT-2D) de second ordre. Les résultats indiquent que certains signaux sont le résultat de la contribution des vecteurs de réseau réciproque [51].

La conversion paramétrique large bande dans les cristaux photoniques quadratique avec quasi accord de phase est essentiel pour un domaine large d'applications, à partir de l'optique quantique [52], des hautes énergies physique [53], détection [54], et la spectroscopie ultrarapide [55]. La génération paramétrique optique large bande a été réalisée en GaAs à motifs périodiques [56], KTIPO_4 [57], LiNbO_3 [58]. Récemment, Levenius et al, se sont intéressés à la génération large bande dans des cristaux Mg-PPLT travaillant au voisinage du point de zéro GVD (Group Velocity Dispersion), obtenant ainsi un spectre plat de $1.2 \mu\text{m}$ à $3.5 \mu\text{m}$ [59].

La plupart des études ont concerné la conversion de fréquence, jusqu'à la démonstration récente de la génération paramétrique double faisceau (TB-OPG) dans les cristaux photonique 2D (réseau hexagonal) [60,61]. Les expériences de TB-OPG, démontrant l'amélioration de l'efficacité et l'accordabilité des réponses spectrales et angulaires dans les cristaux PPLT-2D avec un réseau hexagonal. Un bon accord a été conclu avec un modèle simple des processus d'OPG par un signal commun (idler). Le développement d'outils de la simulation ad-hoc avancée autorisé pour la dynamique non linéaire complexes dans les réseaux 2D et reproduit la réponse spectrale- angulaire vu dans les expériences [62]. Le modèle est basé sur une généralisation de l'équation de l'enveloppe non linéaire quadratique, qui a été présenté pour décrire les processus large bande en 1D [62-67].

Les interactions paramétriques large bande dans les milieux non linéaires quadratiques ont été largement étudiés en raison de leurs applications dans des impulsions optiques ultra-rapides. La génération large bande de seconde harmonique (SHG), a été proposé dans les fibres optiques en utilisant le concept de vitesse de groupe correspondant (GVM) [68], et réalisé dans le cristal de niobate de lithium périodiquement polarisé (PPLN) avec un accord de phase type I [69]. L'idée de base était de faire correspondre les vitesses de groupes entre le fondamental et le second harmonique dans les régions spectrales désirées en utilisant la dispersion matérielle. La méthode GVM peut également être appliquée dans les

amplifications paramétriques optiques (OPA) large bande avec QPM, lorsque la période de QPM et la longueur d'onde de pompage sont choisies pour correspondre à la vitesse de groupe du signal et de l'idler dans la région spectrale souhaitée. Jeong et al, ont rapporté des signaux large efficaces d'OPA de ~ 100 nm dans la bande de communication [70]. Lim et al, ont récemment démontré la génération paramétrique optique (OPG) ultra-large bande et la génération RGB simultanée de PPLN en utilisant le concept GVM [71]. Yanagawa et al, ont obtenu une génération de différence de fréquence DFG large bande d'environ $2 \mu\text{m}$ dans un cristal PPLN, visant à la détection de gaz spectroscopie IR [72].

I.9. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit les principes fondamentaux de l'optique non linéaire (ONL), notamment le processus OPG. Ce dernier est un processus très intéressant permettant la génération de deux longueurs d'onde et de l'accordabilité. Ainsi nous avons mis en évidence les relations fondamentales de la conversion de fréquence qui existent entre les trois ondes qui interagissent dans un cristal non linéaire quadratique. Nous avons développé la notion d'accord de phase et plus particulièrement le quasi-accord de phase (quasi-phase-matching ou QPM). Il s'est avéré que le quasi-accord de phase constitue une meilleure solution de réalisation avec une bonne efficacité de conversion en utilisant un cristal non linéaire périodiquement polarisé tels que les structures périodiquement polarisées de type LN (Niobate de Lithium) et LT (Tantalate de Lithium) et les différents réseaux à deux dimensions, exposés dans ce chapitre.

Bibliographie

- [1] T. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby", Nature, vol. 187, p. 493, 1960.
- [2] P. Franken, A. E. Hill, C. Peters, and G. Weinreich, "Generation of optical harmonics," Phys. Rev. Lett., vol. 7, p. 118, 1961.
- [3] J. A. Giordmaine, "Mixing of light beams in crystals", Phys. Rev. Lett., vol. 8, no. 1, p. 19, 1962.
- [4] 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.
- [5] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, "Interractions between light waves in a nonlinear dielectric", Physical Review, vol. 127, no. 6, p. 1918, 1962.
- [6] E. Andrieu, "Réalisation d'un oscillateur paramétrique optique stabilisé en fréquence et accordable continûment sur 500 ghz pour la spectroscopie infrarouge", Thèse de doctorat, École Doctorale Cnam ED 415, 2011.
- [7] M. Joffre, "Optique non linéaire en régimes continu et femtoseconde", Ecole Polytechnique. Mars, 2006.
- [8] C. Fabre, "Atomes et lumière - interaction matière rayonnement", Cours du DEA de physique quantique, 2003.
- [9] D. A. Kleinman, "Nonlinear dielectric polarization in optical media", Physical Review, vol. 126, no. 6, p. 1977, 1962.
- [10] D. A. Kleinman, "Theory of second harmonic generation of light", Phys. Rev. 128, 1761, 1962.
- [11] J. Maxwell, "A dynamical theory of the electromagnetic field", Scientific papers, vol. 1, p. 526, 1864.
- [12] R.L. Sutherland, D. G. McLean, and S. Kirkpatrick. "Handbook of Nonlinear Optics". Marcel Dekker, 2003.
- [13] M. Glauber, "Quantum theory of parametric amplification", Phys. Rev., Vol. 160, No. 5, 107621096, 1967.
- [14] R.W. Boyd, "Nonlinear Optic", Academic Press, 1992.

[15] J. Ducuing and C. Flytzanis, "Second Optical Processes in solids ", Ed. Abeles North Holland –Optical Properties of solids, Chap.11,863-990,1972.

[16] A. Yariv. "Quantum Electronics", John Wiley and sons. Third Edition, 1975.

[17] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, "Quasi phase matched 2nd harmonic generation tuning and tolerances", IEEE J. Quantum Electron, vol. 28, p. 2631, 1992.

[18] R. W. Boyd, "Nonlinear Optics", 3rd Edition. Academic Press, 2007.

[19] M. Bellon, A. Leite, "Génération de seconde harmonique non colinéaire et colinéaire dans ZnS. Accord de phase ('phase matching') par la structure lamellaire du cristal ", Opt., Vol. 6, No. 4,329-332 5, 1972.

[20] R. Lebrun, "Etude et réalisation d'oscillateur paramétriques optiques pour l'émission dans l'infrarouge ", Thèse de doctorat , Université de Paris-Sud, 2002.

[21] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Diedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, H. J. Levinstein, and K. Nassau, "Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO₃ and LiTaO₃ ", Appl. Phys. Lett., vol. 9, p. 72, 1966.

[22] J. A. Giordmaine and R. C. Miller, "Tunable coherent parametric oscillation in LiNPO₃ at optical frequencies", Phys. Rev. Lett., vol. 14, no. 24, p. 973, 1965.

[23] K. Nassau, H. Livingstein, and G. Loiacono, "Ferroelectric lithium niobate 1. Growth, domain structure, dislocations and etching", J. Phys. Chem. Solids., vol. 27, p. 983, 1966.

[24] A. Berrou, " Développement d'un oscillateur paramétrique optique pour la spectroscopie des gaz et ses applications ", Thèse de Doctorat, École Polytechnique, 2008.

[25] G. D. Miller,"Periodically poled lithium niobate: modeling, fabrication, and nonlinear-optical performance", Thèse de doctorat, Stanford ,1998.

[26] D. N. Nikogosyan, "Nonlinear optical crystals". Springer, 2005.

[27] B. T. Matthias and J. P. Remeika, "Ferroelectricity in the ilmenite structure", Phys. Rev., vol. 76, p. 1886, Dec 1949.

[28] T. Hatanaka, K. Nakamura, T. Taniuchi, H. Ito, Y. Furukawa et K. Kitamura, "Quasi-phase-matched optical parametric oscillation with periodically poled stoichiometric LiTaO₃", Opt. Lett. 25(9), 651–653, 2000.

- [29] G. K. Samanta, G. R. Fayaz et M. Ebrahim-Zadeh, "1.59W, single-frequency, continuous-wave optical parametric oscillator based on MgO:sPPLT", *Opt. Lett.* 32(12), 2623–2625, 2007.
- [30] J.-M. Melkonian, T.-H. My, F. Bretenaker et C. Drag, "High spectral purity and tunable operation of a continuous singly resonant optical parametric oscillator emitting in the red", *Opt. Lett.* 32(5), 518–520, 2007.
- [31] M.R. Beghou, "Contribution à la réalisation de fonctions optoélectroniques à base de cristaux photoniques pour les télécommunications", Thèse de Doctorat, université de Constantine, 2008.
- [32] V. Berger, "Nonlinear photonic crystals", *Physical Review Letters*, vol. 81, no. 19, p. 4136, 1998.
- [33] A. Boudrioua, "Optique intégrée: théorie et applications", Editions Lavoisier 2006.
- [34] N. G. R. Broderick, G. Ross, H. Offerhaus, D. Richardson, and D. Hanna, "Hexagonally poled lithium niobate: A two-dimensional nonlinear photonic crystal", *Physical Review Letters*, vol. 81, p. 4345, 2000.
- [35] M. Maldovan and E. L. Thomas, "Periodic Materials and Interference Lithography for Photonics", *Phononics and Mechanics*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., 2009.
- [36] A. Arie, N. Habshoosh, and A. Bahabad, "Quasi phase matching in two-dimensional nonlinear photonic crystals", *Optical and Quantum Electronics*, vol. 39, p. 361, 2007.
- [37] N. Bloembergen, "Conservation laws in nonlinear optics", *J. Opt. Soc. Am.* 70(12), 1429–1436, 1980.
- [38] D. H. Jundt, "Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate", *Opt. Lett.* 22(20), 1553–1555, 1997.
- [39] O. Paul, A. Quasic, T. Bauer, M. Nittmann, G. Anstett, J.A.L'Huillier, "Temperature dependent Sellmeier equation in the MIR for extraordinary refractive index of 5% MgO doped congruent LiNbO₃", *App. Phys. B*.86. 111-115, 2007.
- [40] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, A. Akie, "Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃", *App. Phys. B*.91. 343-348, 2008.

[41] V. Z. Kolev, M. W. Duering et B. Luther-Davies, "Corrections to refractive index data of stoichiometric lithium tantalate in the 5-6 μ m range", *Opt. Lett.* 31(13), 2033–2035, 2006.

[42] L.E. Myers, R.C. Eckardt, M. Fejer, R.L. Byer, W.R. Bosenberg, J.W. Pierce, "Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃", *J. Opt. Soc. Am. B* 11 (12), 1995.

[43] K. Mizuuchi, K. Yamamoto, "Generation of 340-nm light by frequency doubling of a laser diode in bulk periodically poled LiTaO₃", *Appl. Phys. Lett.* 66 (22), 1995.

[44] F. Laurell, "Periodically poled materials for miniature light sources", *Opt. Mater.* 11, 1999.

[45] L. H. Peng, C. C. Hsu, J. Ng, and A. H. Kung, "Wavelength tunability of second-harmonic generation from two dimensional χ (2) nonlinear photonic crystals with a tetragonal lattice structure", *Appl. Phys. Lett.* 84(17), 3250– 3252, 2004.

[46] B. Vincent, A. Boudrioua, R. Kremer, and P. Moretti, "Second harmonic generation in helium-implanted periodically poled lithium niobate planar waveguides", *Opt. Commun.* 247 (4-6), 461–469, 2005.

[47] B. Vincent, R. Kremer, A. Boudrioua, P. Moretti, Y. C. Zhang, C. Hsu, and L. H. Peng, "Green light generation in a periodically poled Zn-doped LiNbO₃ planar waveguide fabricated by He⁺ implantation", *Appl. Phys. B* 89(2-3), 235–239, 2007.

[48] Q. Ripault, M. W. Lee, F. Mérique, T. Touam, B. Courtois, E. Ntsoenzok, L.-H. Peng, A. Fischer, and A. Boudrioua, "Investigation of a planar optical waveguide in 2D PPLN using Helium implantation technique", *Vol. 21, No. 6 / Optics Express*, 25 March 2013.

[49] M. Levenius et All, "quadratic cascading in broadband optical parametric generation", *Vol. 37, No. 10 / Optics Letters*, May 15, 2012.

[50] M. Lazoul, A. Boudrioua, L. M. Simohamed, A. Fischer, and L-H. Peng, "Simultaneous collinear and non-collinear parametric generation in 1D single grating periodically poled lithium tantalite", *Appl. Phys. B*, 2013.

[51] 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", *Optics Letters / Vol. 38, No. 19 / October 1, 2013*.

[52] S. Carrasco, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh, M. C. Teich, J. P. Torres, and L. Torner, "Spectral Engineering of Entangled Two-Photon States", *Phys. Rev. A* 73, 063802, 2006.

- [53] B. W. Mayer, C. R. Phillips, L. Gallmann, M. M. Fejer, U. Keller "Sub-four-cycle laser pulses directly from a high-repetition-rate optical parametric chirped-pulse amplifier at 3.4 μm " .Optics Lett., vol. 38, No. 21, pp. 4265-4268, 2013.
- [54] T. Toepfer, K. P. Petrov, Y. Mine, J. Jundt, R. F. Curl, F. K. Tittel, "Room Temperature Mid-Infrared Laser Sensor for Trace Gas Detection", Applied Optics 36: 8042-8049, 1997.
- [55] S. Witte and K. S. E. Eikema, "Ultrafast optical parametric chirped-pulse amplification", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 18 (1), 296 ,2012.
- [56] P. S. Kuo, K. L. Vodopyanov, M. M. Fejer, D. M. Simanovskii, X. Yu, J. S. Harris, D. Bliss, and D. Weyburne, "Optical parametric generation of a mid-infrared continuum in orientation-patterned GaAs", Opt. Lett. 31(1), 71–73 , 2006.
- [57] M. Tiihonen, V. Pasiskevicius, A. Fragemann, C. Canalias, and F. Laurell, "Ultrabroad gain in an optical parametric generator with periodically poled KTiOPO₄", Appl. Phys. V. 85, pp. 73 , 2006.
- [58] O. Prakash, H. H. Lim, B. J. Kim, K. Pandiyan, M. Cha, and B. Rhee, Appl. Phys. "Collinear broadband optical parametric generation in periodically poled lithium niobate crystals by group velocity matching", B 92, 535 , 2008.
- [59] M. Levenius, V. Pasiskevicius, F. Laurell, and K. Gallo, "Ultra-broadband optical parametric generation in periodically poled stoichiometric LiTaO₃", Opt. Express Vol. 19, B. 4121, 2011.
- [60] K.Gallo, M.Levenius, F. Laurell, V.Pasiskevicius," Twin-beam optical parametric generation in nonlinear photonic crystals", Phys. Lett. 98, 161113, 2011 .
- [61] M. Levenius, V.Pasiskevicius, and K. Gallo," Angular degrees of freedom in twin-beam parametric down-conversion", Appl. Phys. Lett. VOL. 101, NO. 121114 , 2012.
- [62] M. Conforti, F.Baronio, M.Levenius, and K.Gallo," Broadband parametric processes in $\chi(2)$ nonlinear photonic crystals", Optics Letters, Vol. 39, pp. 3457-3460, 2014.
- [63] M. Conforti, F. Baronio, and C. De Angelis, "Nonlinear envelope equation for broadband optical pulses in quadratic media", physics.optics, Vol. 81, Iss. 5 , May 2010.
- [64] M. Conforti, F. Baronio, and C. De Angelis," Ultrabroadband Optical Phenomena in Quadratic Nonlinear Media", IEEE Photon. J. 2 , 600 ,2010.

[65] M. Conforti, F. Baronio, C. De Angelis, M. Marangoni, and G. Cerullo, J. « Theory and experiments on multistep parametric processes in nonlinear » Opt. Soc. Am. B28, 892, 2011.

[66] M. Conforti and F. Baronio, J. Opt. Soc.” Extreme high-intensity and ultrabroadband interactions in anisotropic $-\beta$ -BaB₂O₄ crystals “, Am. B30, 1041, 2013.

[67]. M. Levenius, M. Conforti, F. Baronio, V. Pasiskevicius, F. Laurell, A. De Angelis, and K.Gallo, “Ultra-broadband optical parametric generation in periodically poled stoichiometric LiTaO₃ “, Opt. Lett. 37, 1727 ,2012.

[68] A. Arraf and C. M. de Sterke, “Large-bandwidth frequency conversion in high-NA step index optical fibers”, Electron. Lett. 34, 660-665 ,1998.

[69] N. E. Yu, J. H. Ro, M. Cha, S. Kurimura and T. Taira, “Broadband quasi-phase-matched second-harmonic generation in MgO-doped periodically poled LiNbO₃ at the communications band” , Opt. Lett. 27, 1046-1048 ,2002.

[70] O. Y. Jeon, M. J. Jin, H. H. Lim, B. J. Kim and M. Cha, “Broadband optical parametric amplification at the communication band with periodically poled lithium niobate”, Opt. Express 14, 7210-7215, 2006.

[71] H.Lim, O.Prakash, BJ.Kim, K.Pandiyani, M.Cha, BK.Rhee, S.Kurimura,“Ultra broadband optical parametric generation in periodically poled lithium niobate and stoichiometric lithium tantalate crystals” , Opt. Express15 , 18294 ,2007.

[72] T. Yanagawa, H. Kanbara, O.Tadanaga, M. Asobe, H.Suzuki, and J.Yumoto, “Broadband difference frequency generation around phase-match singularity”, Appl. Phys. Lett. 86, 161106 ,2005.

Chapitre II

Etude numérique de la génération paramétrique optique large bande

Chapitre 2 : Etude numérique de la génération paramétrique optique large bande dans les cristaux photoniques non linéaires 2D

Ce chapitre s'intéresse à l'étude numérique de la conversion de fréquence dans les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions PPLT-2D et PPLN-2D pour deux types de réseaux (carré et hexagonal) et plus particulièrement à la génération paramétrique optique large bande (OPG-2D). Ce type de cristaux est caractérisé par la modulation spatiale du signe de leur susceptibilité non linéaire de second ordre. Cette étude est basée sur des analyses théoriques permettant de développer des sources capables d'émettre une large gamme de longueurs d'onde. Les différents paramètres du cristal photonique et plus particulièrement l'angle d'incidence du faisceau pompe agissent sur les conditions d'accord de phase pour générer toute longueur d'onde contenue dans la gamme de transparence du matériau.

2.1. Introduction

La conversion non linéaire de fréquences basée sur le mélange à trois ondes dans les cristaux photoniques non linéaires d'ordre deux permet de concevoir de nouvelles sources de lumière cohérente qui couvrent une large gamme de longueurs d'onde. Ce type de cristaux est caractérisé par la modulation spatiale du signe de leur susceptibilité non linéaire de second ordre. Ils sont vite devenus des composants très convoités grâce à leur grande flexibilité les comparant aux cristaux non linéaires ordinaires.

Depuis les années 1990, de nouveaux matériaux ferro-électriques micro-structurés par inversion périodique de leur domaines de polarisation spontanée (quasi-phase-matching ou QPM) ont émergé, permettant un accord de phase à la carte pour générer les deux ondes paramétriques dans toute la fenêtre de transparence du matériau [1, 2]. Contrairement à l'accord de phase par biréfringence (birefringent phase-matching ou BPM) qui utilise les deux nappes de l'ellipsoïde des indices, la satisfaction de plusieurs accords de phase simultanément peut être réalisée en utilisant l'accord de phase par biréfringence [3-6] ou le quasi-accord de phase [7-11]. Les cristaux photoniques non linéaires tels que le PPLT-2D (Tantalate de Lithium périodiquement polarisés) sont d'un grand intérêt pour la conversion de fréquences multi-longueurs d'onde grâce à la contribution de différents vecteurs du réseau réciproque (RLV). Ces structures permettent la génération paramétrique optique (OPG), la génération de second harmonique (SHG), la génération de somme de fréquence (SFG) ou la génération de différence de fréquence (DFG). Cependant, ces processus non linéaires ne se produisent pas habituellement en même temps en raison des différentes conditions d'accord de phase. Récemment, plusieurs processus non linéaires ont été démontrés dans un réseau hexagonal de tantalate de lithium (LiTaO_3) [12], permettant la génération de SHG et OPG, et par un processus de cascade la SFG.

Plusieurs travaux se sont intéressés à la génération paramétrique optique afin de réaliser des sources travaillant dans le visible et le proche infrarouge. Elles sont caractérisées par une forte puissance de sortie, une grande stabilité et une qualité élevée du faisceau [13]. Zayhowski et al [14] ont obtenu une génération paramétrique optique (OPG) avec une efficacité de 25%, dans un cristal PPLN en utilisant comme pompe un laser Nd : YAG Q-switch à 1064 nm avec une durée d'impulsion égale à 0.9 ns. Eger et al, [15] ont atteint 34% d'efficacité avec une pompe dans le vert à 532 nm avec une durée d'impulsion de 14 ns, dans un cristal PPLT dopé avec le Magnésium (Mg). Les travaux de Yu et al, [16] ont permis d'atteindre une efficacité record de 50% dans le même cristal Mg-PPLT à température ambiante avec un laser Nd : YVO_4 à 1064 nm.

Plusieurs travaux ont porté sur la génération paramétrique large bande. Une source infrarouge ultra large bande a été réalisée par Marcus et al. [17] permettant d'avoir une bande allant de 2.1 à 3 μm en utilisant un cristal PPLT pompé par un laser Ti : Saphir. Récemment, Levenius et al [18] se sont intéressés à la génération large bande dans des cristaux Mg-PPLT fonctionnant au voisinage du point de zéro GVD (Group Velocity Dispersion), obtenant ainsi un spectre plat de 1.2 μm à 3.5 μm .

La génération paramétrique optique est l'effet non linéaire le plus utilisé ; elle permet de générer de nouvelles longueurs d'onde à partir d'une longueur d'onde de pompe, lorsque celle-ci interagit avec un milieu non linéaire de second ordre. Ce chapitre rapporte l'étude numérique de la conversion de fréquence multilongueurs d'onde dans les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions PPLN(T) - 2D (Niobate de Lithium et Tantalate de Lithium). Ces structures photoniques sont particulièrement intéressantes, riches en vecteurs de réseau réciproque indépendants, permettent de satisfaire simultanément plusieurs accords de phase non colinéaires. Pour la réalisation d'une source optique cohérente efficace à base de cristaux non linéaires quadratiques plusieurs paramètres doivent être pris en compte, à savoir le cristal non linéaire, la nature et les dimensions du réseau micro-structuré, la longueur d'onde de pompe et la température de fonctionnement. Le choix de la source de pompage est un élément crucial pour une génération paramétrique efficace. Une bonne qualité spatiale et spectrale associée à une bonne stabilité du faisceau sont souvent les critères requis pour une bonne source de pompage.

2.2. Génération paramétrique optique dans les PPLT(N)-2D

Nous nous intéresserons en particulier aux réseaux carré et hexagonal de PPLN-2D et PPLT-2D. Cette étude est basée sur des analyses théoriques pour déterminer les longueurs d'ondes du signal en fonction de leurs directions pour différents angles d'incidence de pompe θ_p .

Lors de l'injection d'un faisceau de lumière dans un cristal photonique non linéaire, un ensemble de vecteurs de réseau réciproque peut être impliqué dans le quasi-accord de phase et donc la génération de longueurs d'ondes signal et idler avec les conditions de conservation d'énergie (Eq.2.1) et d'accord de phase (Eq. 2.2) suivantes :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (2.1)$$

$$\Delta\vec{K} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i - \vec{K}_{m,n} \quad (2.2)$$

avec $k_{p,s,i}$ les vecteurs d'onde de pompe, signal et idler respectivement, et $\vec{K}_{m,n}$ le vecteur de réseau réciproque de l'ordre (m,n). Le vecteur de réseau réciproque est donné par [19]: $K_{m,n} = 2\pi(\frac{m}{\Lambda_x}, \frac{n}{\Lambda_y})$, où Λ_x et Λ_y sont les périodicités le long des axes x et y, m et n sont

des nombres entiers. La figure 2.1 illustre la génération paramétrique optique dans un réseau carré 2D avec les vecteurs de réseau réciproques. Ces derniers interagissent avec la pompe et le signal et l'idler pour satisfaire le quasi-accord de phase.

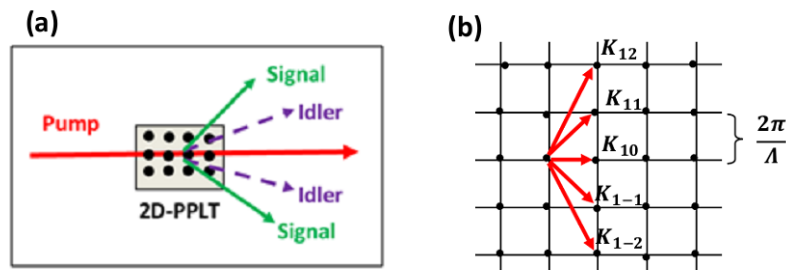


Figure.2.1. (a) Génération paramétrique optique 2D sur un cristal de Tantalate de Lithium (OPG-2D), (b) Réseau réciproque de la structure quadratique.

La figure .2.2 représente la géométrie du quasi-accord de phase à deux dimensions. Un ensemble de vecteurs de réseau réciproque sont impliqués dans le quasi-accord de phase. Notons le caractère symétrique de la géométrie du quasi-accord de phase par rapport à la direction colinéaire.

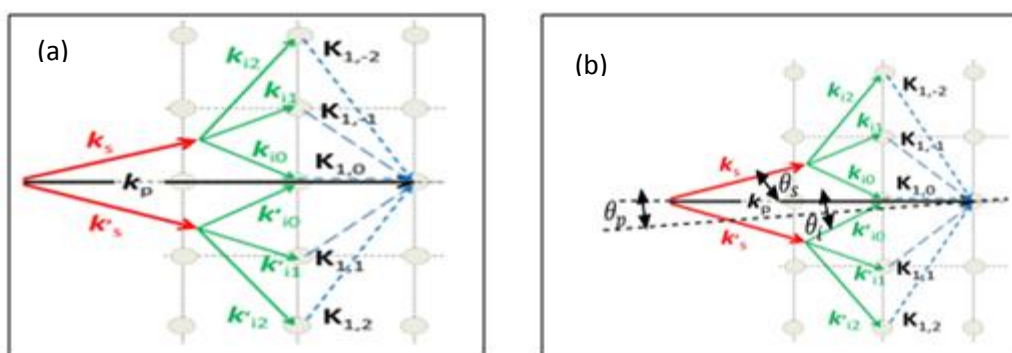


Figure 2.2. Géométrie du quasi-accord de phase à deux dimensions.

Le caractère bidimensionnel du réseau réciproque permet l'implication de plusieurs vecteurs de réseau dans la géométrie du quasi-accord de phase. Dans certains cas, plusieurs vecteurs de réseau peuvent contribuer efficacement à la génération de la même longueur d'onde signal ou idler ; ce qui améliore l'efficacité globale de l'interaction. Le coefficient non linéaire $d_{33}(r)$ peut être exprimé sous la forme de séries de Fourier comme suit [20] :

$$d_{33}(r) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{mn} e^{iK_{mn}r} \quad (2.3)$$

Où G_{mn} sont les composantes de Fourier du réseau photonique.

En considérant que l'intensité de la pompe reste constante lors de la propagation (non déplétion de la pompe) le système d'Équation (1.15) du chapitre 1, nous donne :

$$\frac{dE_s}{dz} = \frac{4u_0^2 \omega_s^2 \omega_i^2 d_{33}^2 |G_{mn}|^2 |E_p|^2}{k_s k_i} E_s(z) \quad (2.4)$$

En posant $E_i(0) = 0$; nous obtenons: $E_s(z) = E_0(z) \cosh(g \cdot z)$

où : g est le paramètre de gain paramétrique donné par [21] :

$$g = \frac{2u_0 \omega_s \omega_i d_{33} |E_p|}{\sqrt{k_s k_i}} |G_{mn}| \quad (2.5)$$

avec G_{mn} le coefficient de Fourier, E_p le champ électrique de la pompe, u_0 , ω_s , ω_i , k_s , k_i et d_{33} sont respectivement la perméabilité magnétique dans le vide, les pulsations du signal et de l'idler, les vecteurs d'onde du signal et de l'idler et le coefficient de non-linéarité. Le Tableau 2.1 donne les coefficients de Fourier pour les différents types de réseau [21].

Table. 2.1: Coefficient de Fourier pour les cinq réseaux de Bravais : cas d'un motif circulaire.

Réseau	Coefficients de Fourier (G_{mn})
<i>Oblique</i>	$G_{mn} = \frac{2R}{\sqrt{(ma_2)^2 + (na_1)^2 - 2mn \cdot \cos\gamma}} J_1 \left(\frac{2\pi R}{\sin(\gamma)} \sqrt{(ma_2)^2 + (na_1)^2 - 2mn \cdot \cos\gamma} \right)$
<i>Triangulaire</i>	$G_{mn} = \frac{2R}{a\sqrt{m^2 + n^2 + mn}} J_1 \left(\frac{4\pi R}{a\sqrt{3}} \sqrt{m^2 + n^2 + mn} \right)$
<i>Rectangulaire</i>	$G_{mn} = \frac{2R}{\sqrt{(ma_2)^2 + (na_1)^2}} J_1 \left(2\pi R \sqrt{\left(\frac{m}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{n}{a_2}\right)^2} \right)$
<i>Carré</i>	$G_{mn} = \frac{2R}{a\sqrt{m^2 + n^2}} J_1 \left(\frac{2\pi R}{a} \sqrt{m^2 + n^2} \right)$
<i>rhombédrique</i>	$G_{mn} = \frac{2R \cdot 2\cos\gamma}{a\sqrt{m^2 + 4n^2 \cos^2\gamma - 4mn \cdot \cos^2\gamma}} J_1 \left(\frac{2\pi R}{a \sin(\gamma)} \sqrt{m^2 + 4n^2 \cos^2\gamma - 4mn \cdot \cos^2\gamma} \right)$

La Figure 2.3 illustre les variations de l'efficacité de conversion réalisée par chaque vecteur du réseau réciproque pour les différents types des réseaux de Bravais. Elles ont été obtenues à partir de l'étude théorique présentée dans le Tableau 2.1. Nous observons que le réseau carré avec des motifs circulaires présente une efficacité maximale avec un rapport cyclique de 38%. Ce dernier a été choisi pour réaliser les réseaux de nos échantillons.

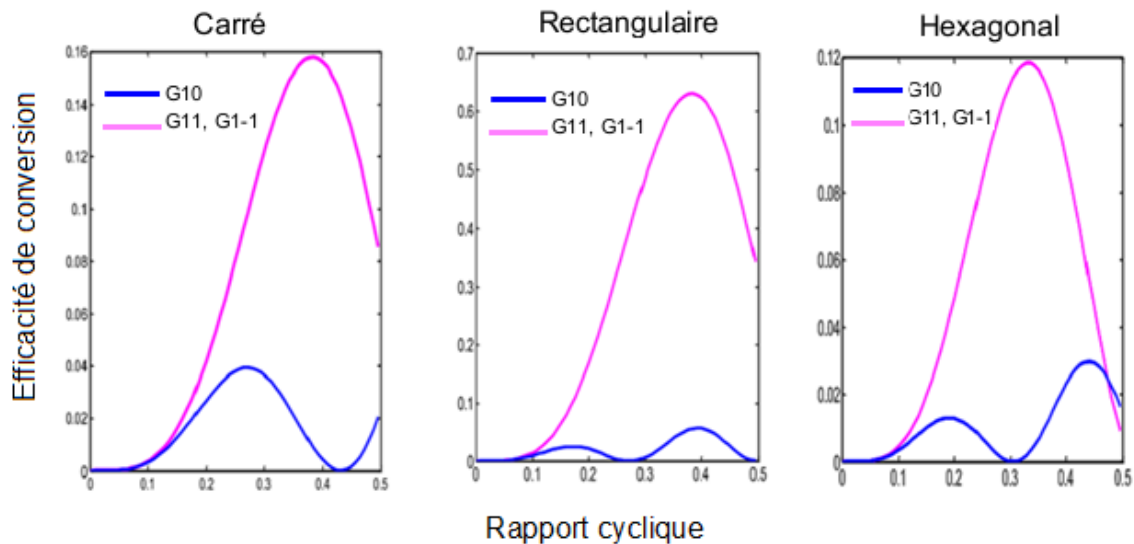


Figure 2.3. Variation de l'efficacité de conversion en fonction du rapport cyclique pour trois réseaux de Bravais dans le cas d'un motif circulaire.

2.2.1 Distribution angulaire des longueurs d'onde générées

Dans le but d'illustrer la distribution angulaire des longueurs d'onde générées et de déterminer les vecteurs du réseau réciproque impliqués dans leur génération, nous allons développer l'équation (2.2) en fonction de la distribution angulaire.

Le vecteur de réseau réciproque $\vec{K}_{m,n}$ est donné par :

$$\vec{K}_{m,n} = 2\pi\left(\frac{m}{\Lambda_x}, \frac{n}{\Lambda_y}\right) = K_{m,n} \cdot [\cos(\theta_{mn}), \sin(\theta_{mn})] \quad (2.6)$$

Où θ_{mn} est l'angle que fait le vecteur $\vec{K}_{m,n}$ avec le vecteur de réseau primitif.

Dans le cas où le faisceau de pompe fait un angle θ_p avec le vecteur du réseau primitif (Figure 2.2.b), les longueurs d'onde signal et idler sont également générées avec des angles θ_s et θ_i respectivement.

L'équation d'accord de phase peut être décomposée en deux équations sur les deux axes du cristal, parallèles aux vecteurs primitifs du réseau [20]:

$$k_p \cos(\theta_p) = k_s \cos(\theta_s) + k_i \cos(\theta_i) + K_{mn} \cos(\theta_{mn}) \quad (2.7)$$

$$k_p \sin(\theta_p) = k_s \sin(\theta_s) + k_i \sin(\theta_i) + K_{mn} \sin(\theta_{mn}) \quad (2.8)$$

À partir de système d'équations précédent, nous pouvons déduire :

$$(\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2)\cos^2(\theta_s) + 2\alpha_{mn}\delta_{mn}\cos(\theta_s) + \delta_{mn}^2 - \beta_{mn}^2 = 0 \quad (2.9)$$

Ou :

$$\begin{cases} \alpha_{mn} = 2k_s[K_{m,n}\cos(\theta_{m,n}) - k_p\cos(\theta_p)] \\ \beta_{mn} = 2k_s[K_{m,n}\sin(\theta_{m,n}) - k_p\sin(\theta_p)] \\ \delta_{mn} = k_p^2 + k_s^2 + k_{m,n}^2 - k_i^2 - 2k_pK_{m,n}\cos(\theta_p - \theta_{m,n}) \end{cases}$$

La résolution de l'équation (2.9) donne:

$$\theta_{s,mn} = \pm \arccos\left(\frac{-\alpha_{mn}\delta_{mn} \pm \beta_{mn}\sqrt{\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2 + \delta_{mn}^2}}{\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2}\right) \quad (2.10)$$

L'équation (2.10) représente les variations de l'angle de sortie pour chaque longueur d'onde signal générée ; elle peut être utilisée pour prédire l'angle de sortie lorsque l'accord de phase est satisfait par un vecteur de réseau particulier.

Nous avons réalisé des simulations à l'aide d'un programme en code Matlab en utilisant les équations (2.1), (2.2) et (2.10) sur un cristal de Tantalate de Lithium (PPLT-2D) pour un réseau carré de période $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$ avec des motifs circulaires et un taux de remplissage de 38%, l'angle d'incidence du faisceau de pompe $\theta_p = 0^\circ$ ($\lambda_p = 532 \text{ nm}$). Les variations des longueurs d'onde signal et idler en fonction de la direction de sortie sont rapportées sur la figure 2.4 pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ avec une température de 110°C dans la direction colinéaire ($\theta_p = 0^\circ$).

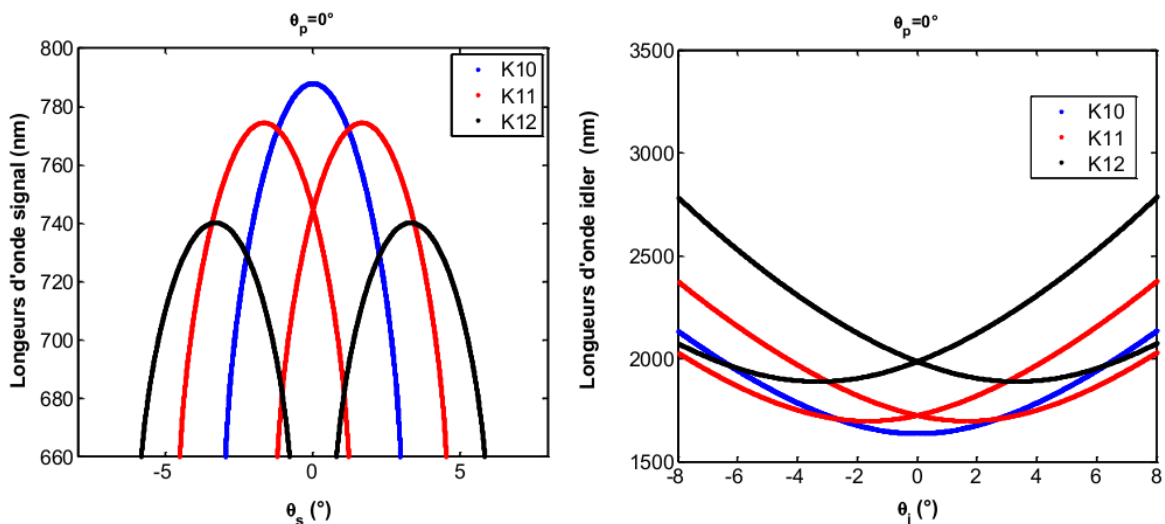


Figure.2.4. Variations des longueurs d'onde signal et Idler pour K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$, dans le PPLT-2D (réseau carré, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$).

2.3. Génération de second harmonique (SHG) dans les CPNL-2D

Dans un cristal photonique non linéaire 2D (CPNL- 2D), le désaccord de phase pour la SHG est donné par :

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} - K_{mn} \quad (2.11)$$

avec : $|K_{mn}| = \frac{2\pi}{\Lambda} \sqrt{m^2 + n^2}$, le vecteur du réseau réciproque de l'ordre (m,n), Λ : la période de réseau, m et n sont des nombres entiers.

La figure 2.5, représente le quasi-accord de phase à deux dimensions pour un réseau carré.

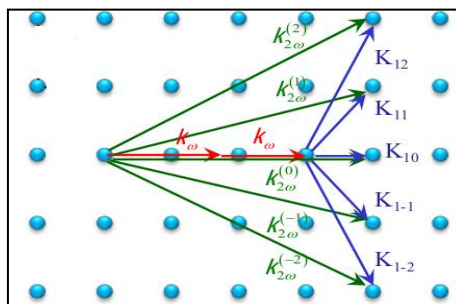


Figure. 2.5. Représentation du quasi-accord de phase à deux dimensions avec différents vecteurs du réseau réciproque dans le réseau carré [22].

D'après la loi non linéaire de Bragg [23], on peut prédire les angles de walk-off de chaque vecteur du réseau réciproque \vec{K}_{mn} . Notons que la loi de Bragg non linéaire [4] est définie par:

$$\lambda_{2\omega} = \frac{2\pi}{|K_{mn}|} \sqrt{\left(1 - \frac{n_{\omega}(T)}{n_{2\omega}(T)}\right)^2 + 4 \frac{n_{\omega}(T)}{n_{2\omega}(T)} \sin^2 \frac{\theta_{\omega 0}}{2}} \quad (2.12)$$

Où : $\lambda_{2\omega}$ est la longueur d'onde SH (Seconde Harmonique) à l'intérieur du matériau et $\theta_{\omega 0}$: l'angle de walk off entre $K_{2\omega}$ et K_{ω} , n_{ω} et $n_{2\omega}$: les indices de réfraction extraordinaire de l'onde fondamentale et de l'onde de seconde harmonique respectivement.

Les angles externes de la SHG observés θ_{mn} sont calculés par:

$$\theta_{mn}(T) = \arcsin \left[n_{2\omega}(T) \sin \left[2 \arcsin \left[\frac{(\frac{\lambda_{2\omega}}{\Lambda})^2 (m^2 + n^2) - (n_{2\omega}(T) - n_{\omega}(T))^2}{4 n_{2\omega}(T) n_{\omega}(T)}} \right]^{1/2} \right] \right] \quad (2.13)$$

2.4. Principes de l'étude numérique de la génération paramétrique optique

Une fois définie et mise en place la théorie de la génération paramétrique optique, nous allons dans cette partie, définir à l'aide des simulations numériques, les paramètres importants, qui interviennent dans l'étude de la génération large bande. En effet, nous allons

effectuer des simulations numériques à l'aide des équations. (2.1), (2.2) et (2.10) pour étudier la variation des longueurs d'onde générées en fonction des angles avec de différents réseaux et pour chaque vecteur du réseau réciproque.

Grâce aux simulations numériques, nous allons montrer dans quelles conditions le quasi-accord de phase peut être réalisé pour générer des longueurs d'onde particulières. Nous aurons ainsi accès, aux courbes de quasi accord de phase qui décrivent l'accordabilité, au gain paramétrique et aux efficacités de conversion. Les simulations numériques seront effectuées à l'aide d'un programme en code Matlab. Dans ces simulations nous allons traiter deux cristaux PPLT et PPLN-2D (PPLN(T) Periodically Poled Lithium Niobate (Tantalate)) ayant un motif circulaire, et un taux de remplissage de 38 % ayant des réseaux carré et hexagonal pour les vecteurs du réseau réciproque $K_{m,n}$. La longueur d'onde d'incidence du faisceau de pompe est fixé à $\lambda_p = 532$ nm et la période du réseau $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52$ μm . Nous allons tenir compte des équations de Sellmeier Eq (1.55) pour l'indice de réfraction de niobate de lithium et l'équation (1.57) pour celui du tantalate de lithium. Nous allons étudier dans les simulations numériques l'intervention des vecteurs du réseau réciproque \vec{K}_{10} , $\vec{K}_{1\pm 1}$ et $\vec{K}_{1\pm 2}$ dans le quasi-accord de phase.

2.5. Application aux cristaux ferroélectriques

Dans cette partie de travail, nous nous sommes intéressés à l'étude de la génération paramétrique optique large bande dans les cristaux périodiquement polarisés à deux dimensions PPLT et PPLN-2D. Ces interactions permettent de générer une large gamme des longueurs d'onde, selon des directions de sortie différentes symétriquement par rapport à la direction colinéaire.

2.5.1. Tantalate de lithium LiTaO_3

Dans un premier temps, nous avons choisi de simuler le cristal de Tantalate de Lithium (PPLT-2D) pour deux réseaux (carré et hexagonal) avec un pas de $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52$ μm ayant un motif circulaire avec un taux de remplissage de 38% et une longueur de pompe de $\lambda_p = 532$ nm.

2.5.1.1. Réseau carré

a- Génération paramétrique dans le réseau carré de PPLT-2D

Dans un premier temps nous avons simulé en utilisant l'équation (2.10) la variation des longueurs d'onde de signal en fonction des angles de sortie. Dans cette simulation, l'angle d'incidence du faisceau de pompe est fixé à $\theta_p = 0^\circ$ dans un réseau carré de Tantalate de

Lithium (PPLT-2D). Les variations des longueurs d'onde signal et idler en fonction de la direction de sortie sont rapportées sur la figure 2.4 pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ avec une température de 110°C .

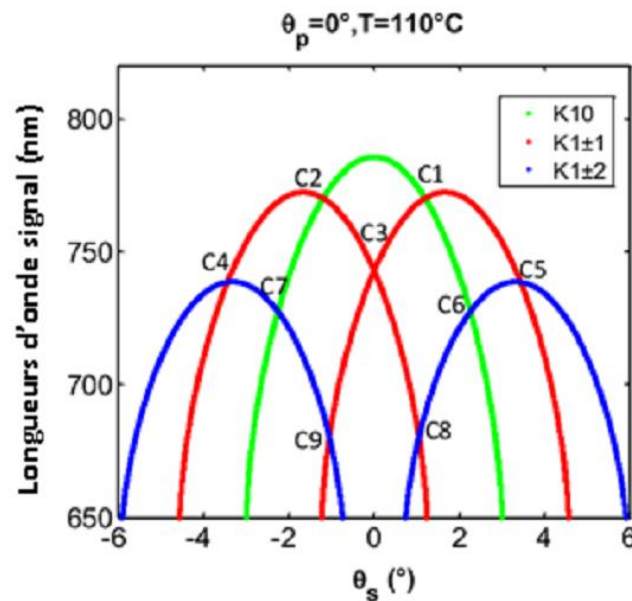


Figure 2.6. Variation des longueurs d'onde signal pour K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$, dans le PPLT-2D (réseau carré, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$).

L'allure de ces courbes est parabolique et caractérisée par une longueur d'onde maximale par rapport à laquelle sont générées symétriquement d'autres longueurs d'onde plus faibles. Notons également l'existence de plusieurs points d'intersection (C1, C2, C3.....) entre les différentes courbes, dues à l'implication simultanée de plusieurs vecteurs du réseau dans le quasi-accord de phase liée à la génération de la même longueur d'onde. Comme on peut l'observer sur la figure 2.6, la longueur d'onde signal peut atteindre un maximum à $\lambda_s = 788 \text{ nm}$ pour le vecteur K_{10} , à $\lambda_s = 772.5 \text{ nm}$ pour le vecteur $K_{1\pm 1}$ et à $\lambda_s = 738.5 \text{ nm}$ pour le vecteur $K_{1\pm 2}$. Cette figure montre également que plusieurs longueurs d'onde peuvent être obtenues selon les angles de sortie. Pour un angle de 0° , nous pouvons observer deux longueurs d'onde dues aux K_{10} et K_{11} sur le côté signal. Pour un angle de 1° , nous pouvons obtenir quatre longueurs d'onde dues aux trois vecteurs. Il est donc possible de réaliser la génération de multilongueur d'onde selon l'angle de sortie grâce au réseau 2D, ce qui n'est pas le cas pour le réseau 1D comme PPLN ou PPLT.

b. Variation des longueurs d'onde signal en fonction de la température

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à la génération paramétrique optique en fonction de la température. La figure 2.7, représente la variation de longueurs d'onde signal avec différentes températures pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$. Nous

avons varié la température de fonctionnement entre 50°C et 150°C afin d'étudier l'effet de la température sur la génération paramétrique optique en termes des longueurs d'onde générées.

Nous observons une décroissance de la variation de longueurs d'onde signal pour les vecteurs de réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ en fonction de la température. Lorsque la température augmente, les longueurs d'onde signal diminuent pour le cristal PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm). En effet, La valeur de longueur d'onde signal est maximale pour K_{10} par rapport aux deux autres vecteurs du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ du fait que le faisceau de la pompe et celui du signal sont colinéaires.

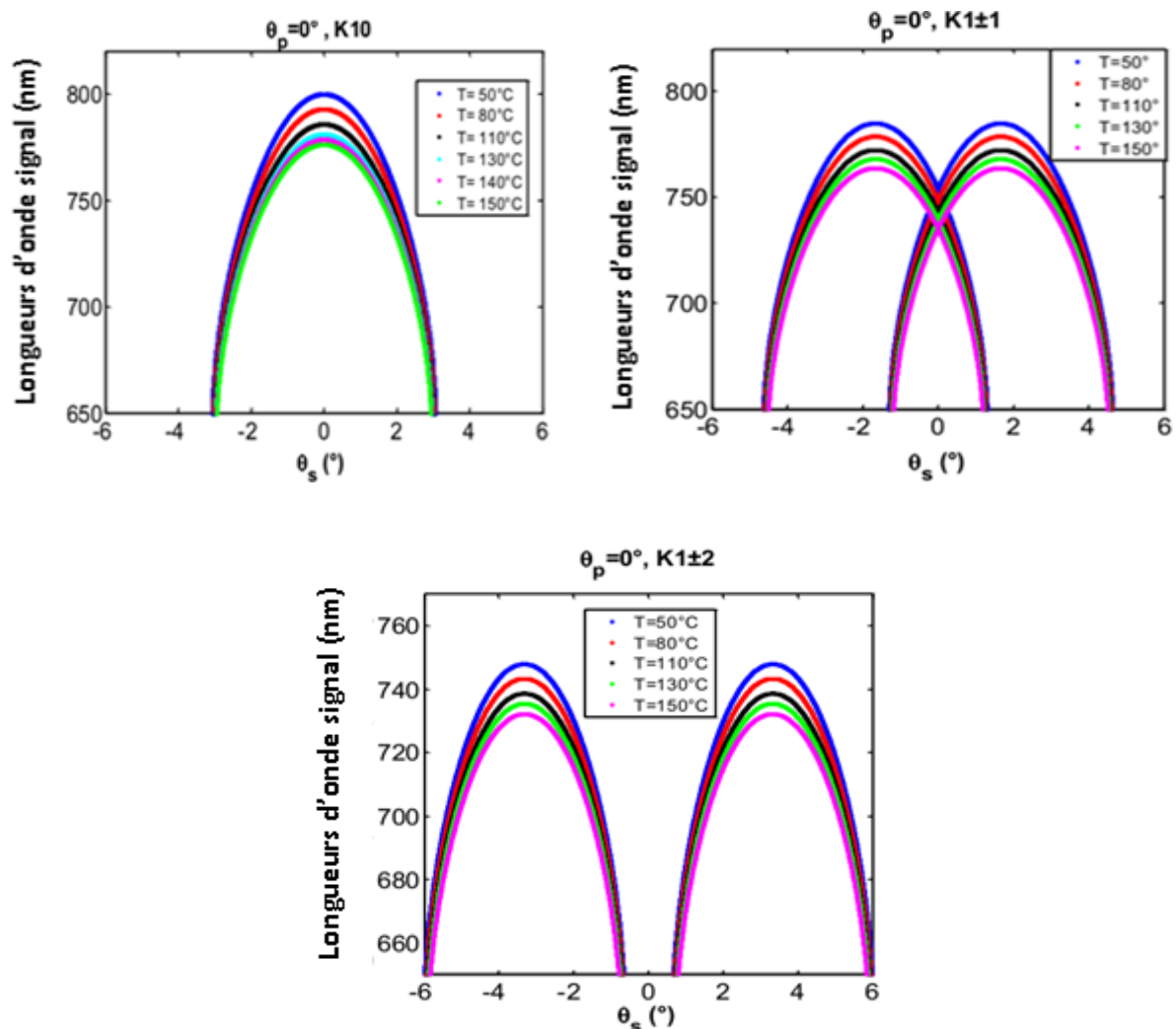


Figure 2.7. Variation des longueurs d'onde signal pour différentes températures avec les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ dans le PPLT-2D (réseau carré, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52$ μm .)

La figure 2.8 présente la variation des longueurs d'onde signal en fonction de la température pour trois vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$. Nous observons une diminution de longueurs d'onde signal avec l'accroissement de la température. La valeur du vecteur de réseau réciproque K_{10} est plus intense que celle des vecteurs du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$. Nous constatons que les longueurs d'onde signal varient entre 799.8 nm et 776.1 nm pour le vecteur du réseau réciproque K_{10} , tandis que les longueurs d'onde signal pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ varient entre 785 nm et 763.9 nm et entre 748 nm et 732.3 nm pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 2}$.

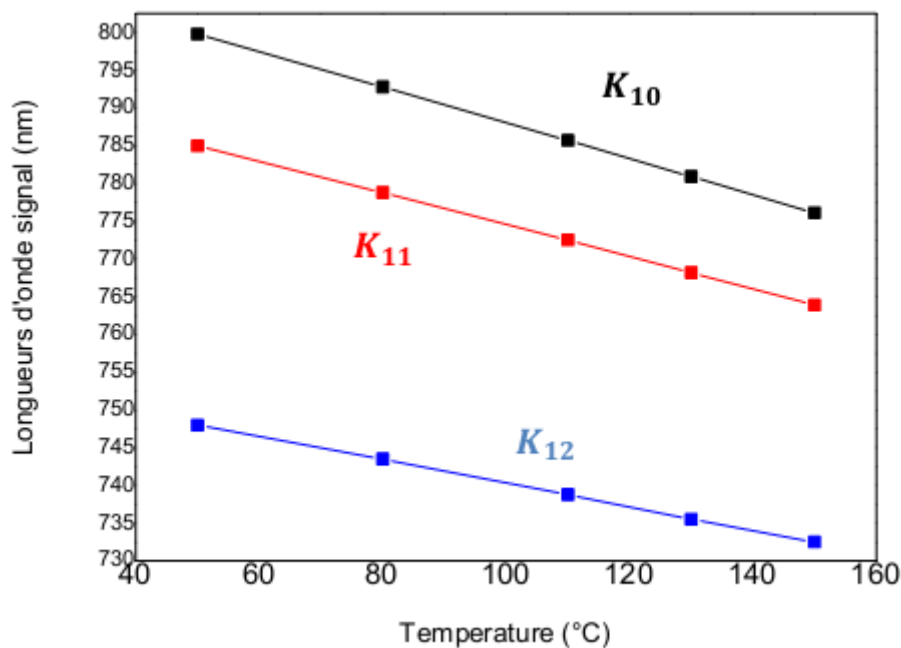


Figure.2.8. Variation de longueurs d'onde signal en fonction de la température pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$, pour le PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm).

C. Variation des longueurs d'onde signal en fonction de l'angle d'incidence

Nous nous sommes intéressés par la suite aux variations de longueurs d'onde signal générées en fonction de l'angle d'incidence de l'onde de pompe pour le cristal PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm). Les résultats de simulations obtenus sont rapportés sur la figure 2.9 qui représente l'évolution de longueurs d'onde signal en fonction de leur direction avec différents angles d'incidence $\theta_p = 2^\circ$, $\theta_p = 4^\circ$, $\theta_p = 5^\circ$ et $\theta_p = 6^\circ$ pour les vecteurs du réseaux réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$. Nous observons des courbes paraboliques symétriques qui s'éloignent l'une de l'autre avec l'accroissement de l'angle d'incidence θ_p avec une diminution des maximums des longueurs d'onde. En effet, pour des angles $\theta_p = 5^\circ$ et $\theta_p = 6^\circ$, un maximum des longueurs d'onde est observé pour le vecteur du réseau réciproque

$K_{1\pm 2}$. Pour ce même vecteur, les courbes s'ouvrent vers le haut et tendent à se stabiliser vers une valeur de longueur d'onde égale à $\lambda_s=1064$ nm.

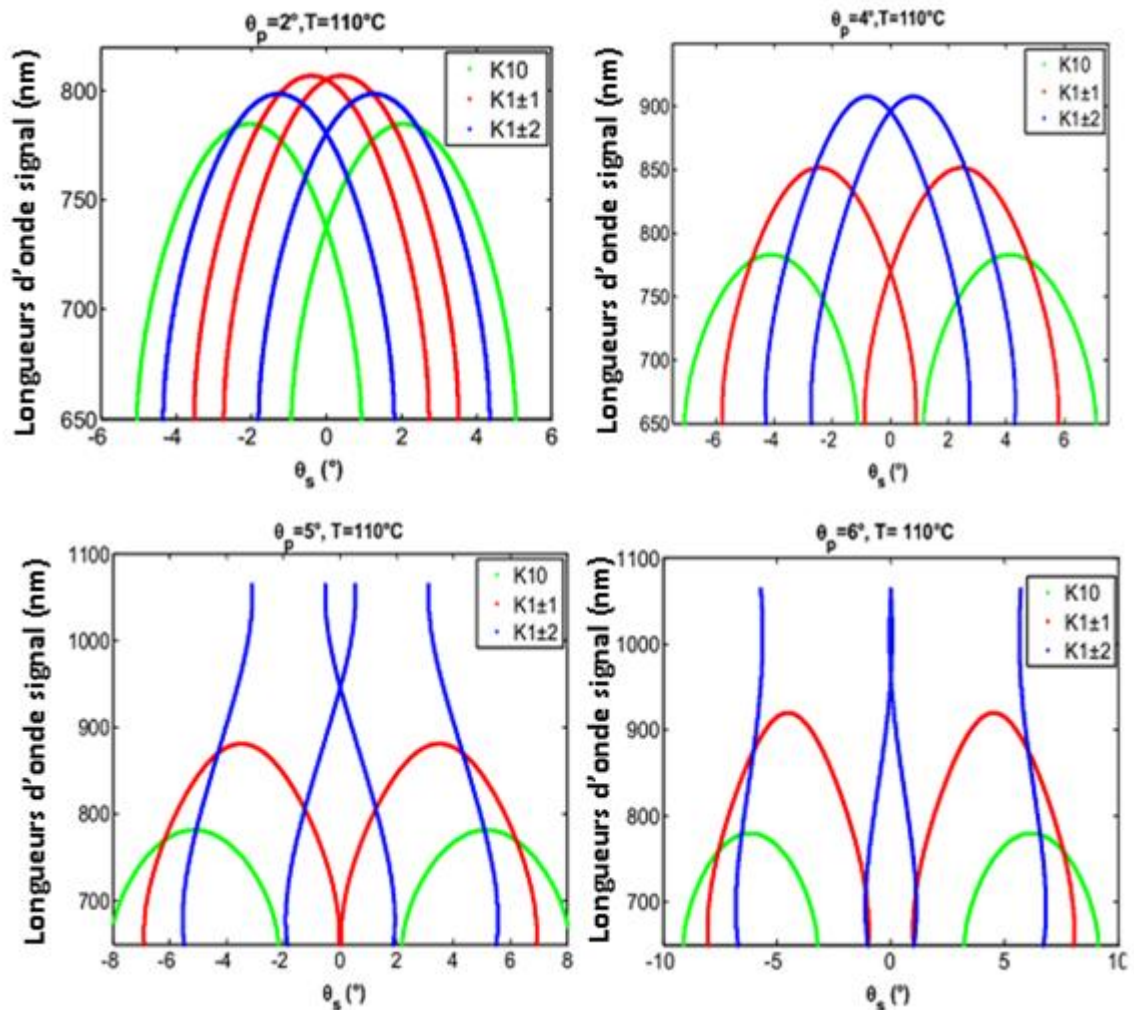


Figure 2.9. Variation des longueurs d'onde signal pour différents angles d'incidence θ_p pour le PPLT-2D (réseau carré, $\Lambda_x=\Lambda_y= 8.52$ μm).

Nous représentons sur la figure 2.10, la variation des longueurs d'onde signal avec le vecteur K_{10} pour différents angles d'incidence θ_p ($\lambda_p = 532$ nm). Les résultats montrent la diminution des longueurs d'onde signal avec l'augmentation des angles d'incidence θ_p pour le cristal PPLT-2D (réseau carré, $\Lambda_x=\Lambda_y= 8.52$ μm) soumis à une température de 110°C .

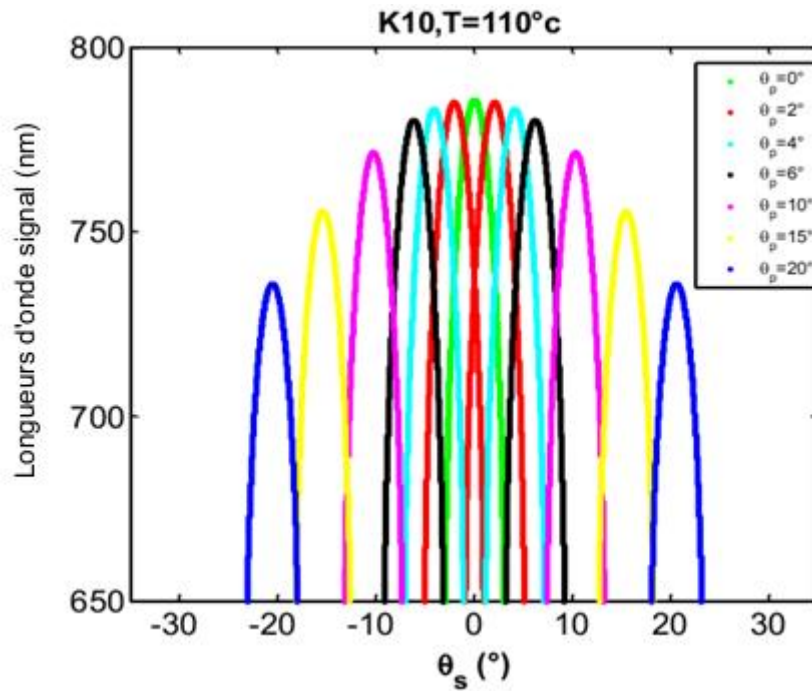


Figure 2.10. Variations des longueurs d'onde signal pour différents angles d'incidence θ_p avec le vecteur du réseau réciproque K_{10} pour le PPLT-2D (réseau carré, $\Lambda_x=\Lambda_y= 8.52 \mu\text{m}$).

La figure 2.11, représente la variation des longueurs d'onde signal en fonction de l'angle de sortie pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ et différents angles d'incidence θ_p . Jusqu'à $\theta_p = 7,3^\circ$, nous observons une courbe parabolique dont la longueur d'onde sur le sommet augmente avec l'accroissement de θ_p . A partir d'un angle $\theta_p=7.4^\circ$, la courbe parabolique s'ouvre vers le haut, ce qui n'a pas été observé pour le vecteur K_{10} . Ceci montre qu'à partir de $\theta_p = 7.4^\circ$, il est possible d'obtenir un spectre à large bande pour un angle de sortie donné. Un seuil d'ouverture des courbes est obtenu à $\theta_p = 7.4^\circ$ (Fig 2.11.a). Les courbes sont linéaires à partir d'un angle $\theta_p= 10^\circ$ comme le montre bien la figure 2.11.b. Nous observons des longueurs d'ondes générées large bande tendant à se stabiliser vers une valeur constante $\lambda_s = 1064 \text{ nm}$.

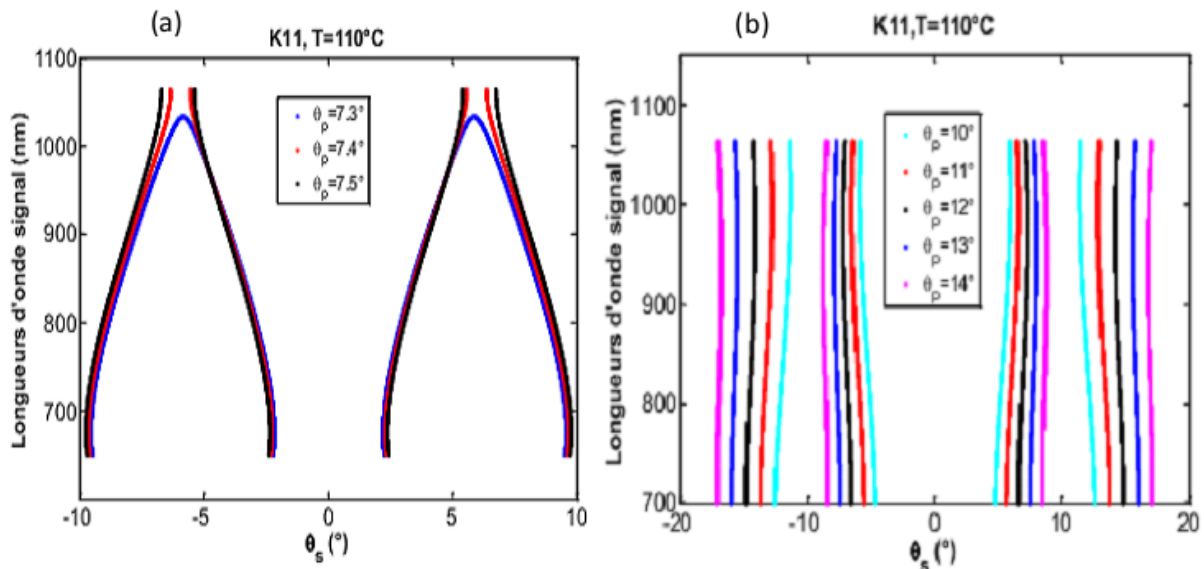


Figure 2.11. Variation des longueurs d'onde signal pour différents angles d'incidence θ_p avec le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ pour le PPLT-2D (réseau carré, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$).

Les longueurs d'onde signal pour le vecteur du réseau réciproque K_{12} pour différents angle d'incidence θ_p sont représentées sur la figure 2.12. La tendance des courbes est similaire à celle du vecteur K_{11} . Cependant, nous remarquons une ouverture des courbes à partir de $\theta_p = 4.8^\circ$ (Fig.2.12.a), représentant une valeur plus faible que celle obtenue pour K_{11} . Il est donc possible à partir de cet angle d'incidence de la pompe de générer un spectre à large bande sur un angle de sortie donné. Les courbes présentent une forme linéaire à partir d'un angle $\theta_p = 6^\circ$ (Fig.2.12.b), les longueurs d'ondes générées large bande tendent à se stabiliser vers une valeur constante $\lambda_s = 1064 \text{ nm}$.

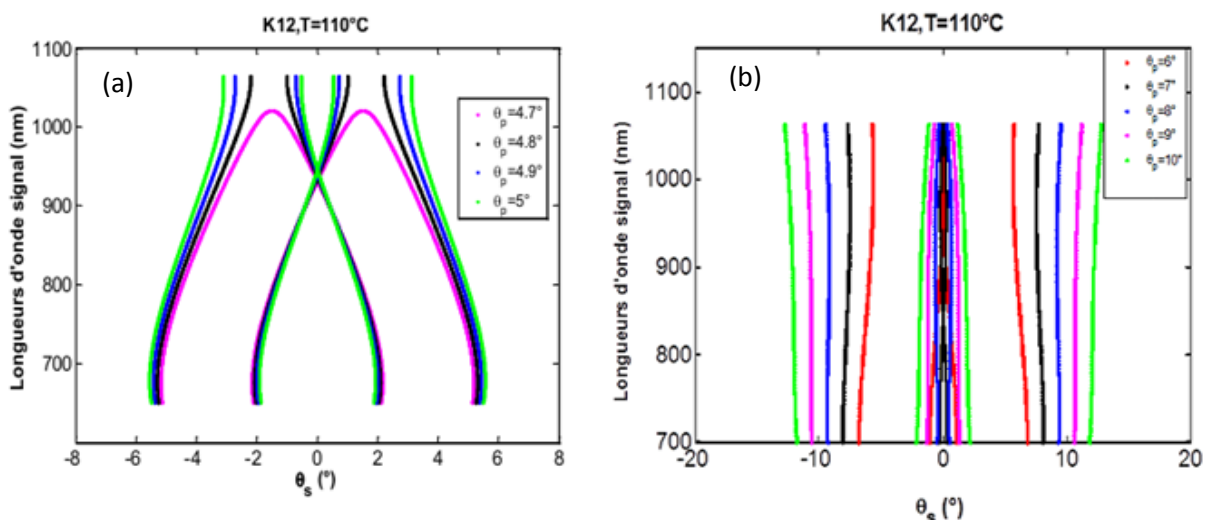


Figure 2.12. Variations des longueurs d'onde signal pour différents angles d'incidence θ_p avec le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 2}$ pour PPLT-2D (réseau carré, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$).

2.5.1.2. Réseau hexagonal

a. Génération paramétrique optique dans le réseau hexagonal de PPLT-2D

Dans la section précédente, nous avons étudié la génération paramétrique optique sur un réseau carré de PPLT-2D. Nous allons maintenant mener la même étude sur un réseau hexagonal avec les mêmes périodes $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$. La figure 2.13 montre l'évolution de la longueur d'onde signal en fonction de l'angle de sortie θ_s pour chaque vecteur du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ avec une température de 110°C dans la direction colinéaire $\theta_p = 0^\circ$. L'allure globale des courbes ressemble à celle du réseau carré à l'exception de l'apparition de deux courbes pour K_{mn} . Nous calculons les valeurs des longueurs d'onde de 781.1 nm pour K_{10} , de 749.2 nm pour K_{11} et de 700.3 nm pour K_{12} . Notons que ces valeurs sont plus faibles que celle obtenus pour le réseau carré. La figure montre également plusieurs longueurs d'onde générées selon l'angle de sortie.

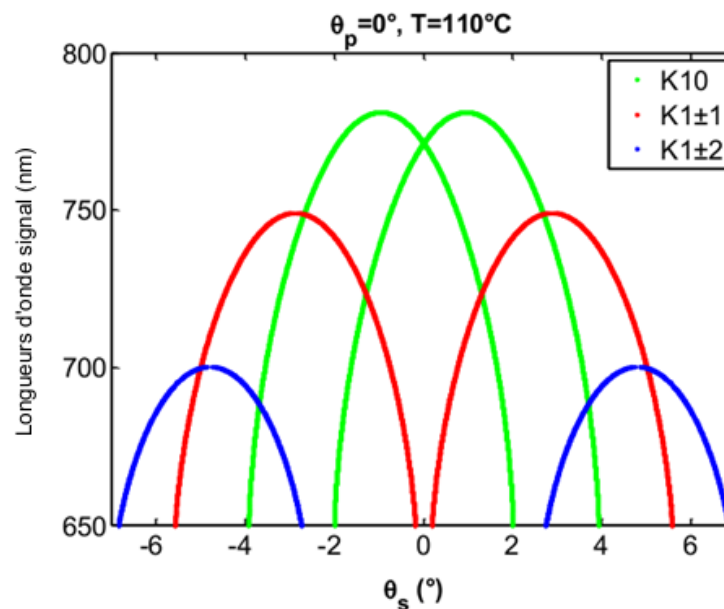


Figure 2.13. Variation des longueurs d'onde signal pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$, dans le PPLT-2D (réseau hexagonal, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$).

b. Variation des longueurs d'onde signal en fonction de la température

A ce stade de travail, nous étudions la variation des longueurs d'onde signal en fonction de la température. La figure 2.14 représente la variation de longueurs d'onde signal λ_s pour différentes températures et pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ respectivement avec un angle d'incidence du faisceau de pompe $\theta_p = 0^\circ$. Nous remarquons

une décroissance de la variation de longueurs d'onde signal pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ en fonction de la température. Avec l'accroissement de la température, les longueurs d'onde signal diminuent pour le cristal PPLT-2D (Réseau hexagonal, $8.52 \mu\text{m}$). Donc, le comportement de la longueur d'onde est similaire à celui du réseau carré. On constate que la valeur de K_{10} est maximale pour le réseau carré avec une longueur d'onde $\lambda_s = 788 \text{ nm}$ et pour le réseau hexagonal avec $\lambda_s = 781.1 \text{ nm}$.

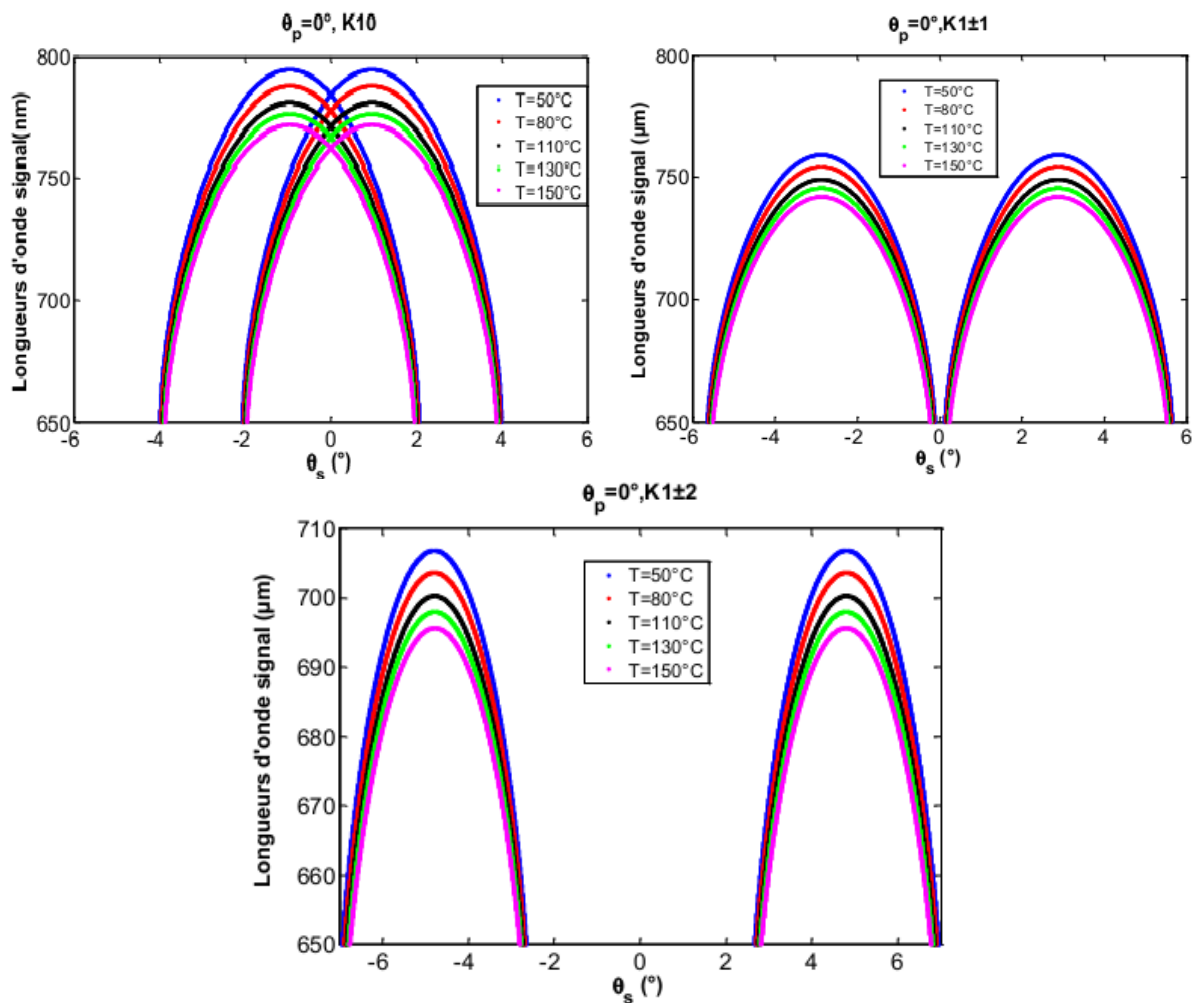


Figure 2.14. Variation des longueurs d'onde signal pour différents température avec les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ pour PPLT-2D (réseau hexagonal, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$)

La figure 2.15 résume la variation des longueurs d'onde signal en fonction de la température pour les trois vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ pour le réseau hexagonal. Nous observons que les longueurs d'onde signal pour le vecteur K_{10} est supérieure aux longueurs d'onde des vecteurs $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$. Des longueurs d'onde signal varient entre 771.8 nm et 794.7 nm pour le K_{10} , et entre 742.1 nm et 759.4 nm pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$, tandis que les longueurs d'onde signal pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 2}$ varient

entre 695.9 nm et 706.9 nm, ces longueurs d'ondes sont plus faibles que celles correspondant au réseau carré.

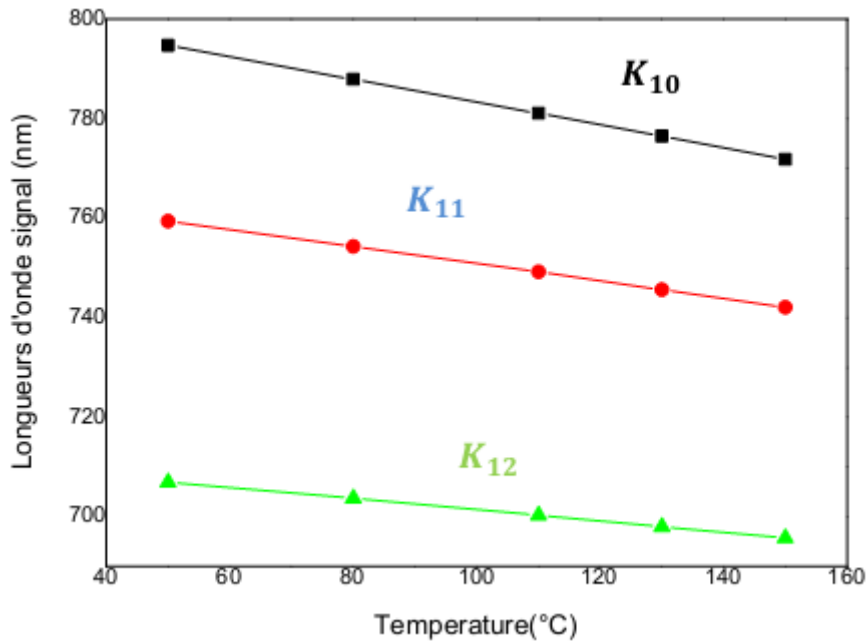


Figure 2.15. Variation de longueurs d'onde signal en fonction de la température pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$, $K_{1\pm 2}$, PPLT-2D (réseau hexagonal, 8.52 μm).

c. Variation des longueurs d'onde en fonction de l'angle d'incidence

Dans cette partie, l'étude est réalisée en fonction de l'angle d'incidence de l'onde de pompe. Les résultats de simulations des variations de longueurs d'onde signal sont rapportés sur la figure 2.16. L'évolution de longueurs d'onde signal pour différents angles d'incidence $\theta_p = 2^\circ$ et 4° et pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$, $K_{1\pm 2}$ donnent des courbes paraboliques avec des longueurs d'onde maximales générées symétriquement par rapport à la direction colinéaire. Lorsqu'on augmente l'angle d'incidence θ_p , les longueurs d'ondes signal λ_s augmentent pour le vecteur du réseau réciproque K_{10} pour le réseau hexagonal contrairement au réseau carré qui diminuent. Par contre un accroissement des longueurs d'onde avec l'augmentation de l'angle d'incidence θ_p est observé pour les vecteurs du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ de la même manière que le réseau carré.

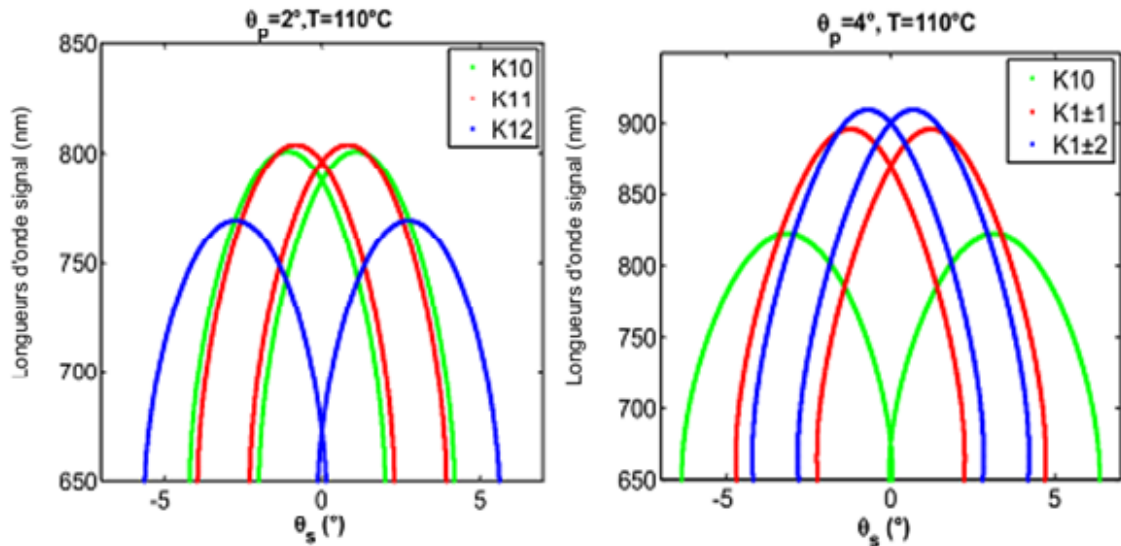


Figure 2.16. Variation des longueurs d’onde signal pour différents angles d’incidence θ_p pour le PPLT-2D (réseau hexagonal, $8.52 \mu\text{m}$).

Dans la figure 2.17.a, nous observons que les longueurs d’onde signal augmentent avec l’accroissement des angles d’incidence θ_p pour le vecteur du réseau réciproque K_{10} . La simulation est ainsi effectuée pour $\theta_p = 15^\circ$. Les résultats obtenus sont données dans la figure 2.17.b. A partir d’un angle $\theta_p = 14.1^\circ$, les courbes des longueurs d’ondes générées divergent contrairement au réseau carré.

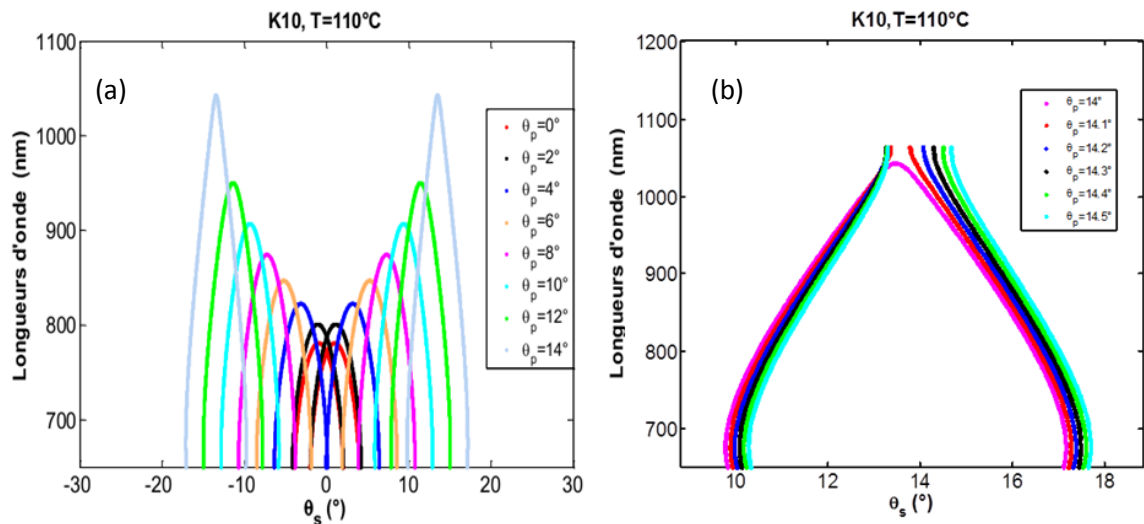


Figure.2.17. Variation des longueurs d’onde signal pour différents angles d’incidence θ_p avec le vecteur du réseau réciproque K_{10} pour le PPLT-2D (réseau hexagonal, $8.52 \mu\text{m}$).

La figure 2.18 représente la variation des longueurs d’onde signal pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ pour différents angles d’incidence θ_p . Nous observons, une augmentation des longueurs d’onde signal avec l’accroissement de θ_p . A partir d’un angle $\theta_p = 5.1^\circ$, les

longueurs d'onde sont générées à large bande pour un angle de sortie donné. La simulation est ainsi réalisée pour $\theta_p \geq 6^\circ$, les courbes des longueurs d'onde pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ sont linéaires.

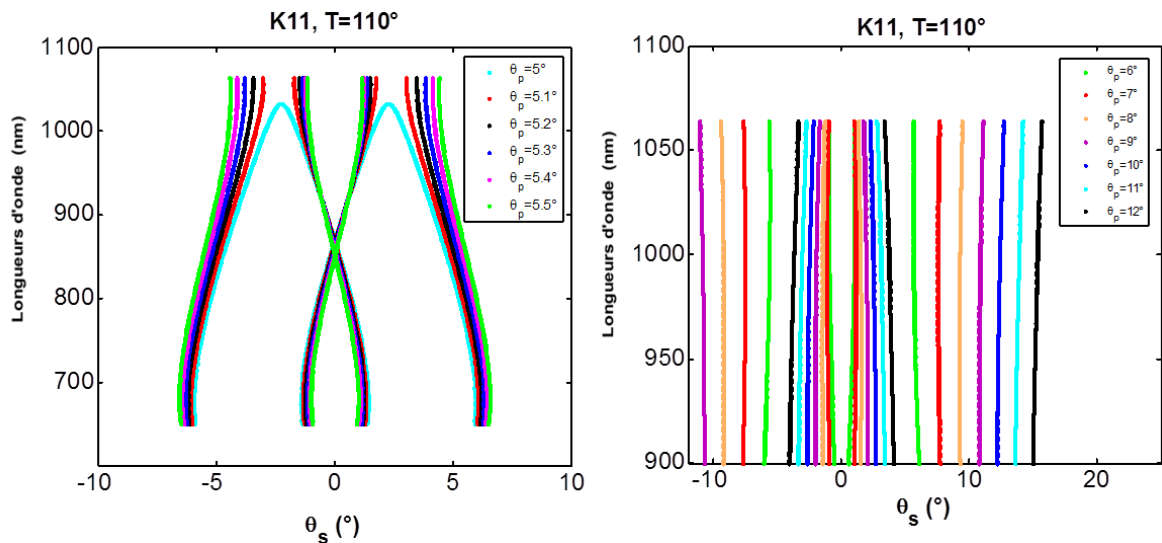


Figure .2.18. Variation des longueurs d'onde signal pour différents angles d'incidence θ_p pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ pour le PPLT-2D (réseau hexagonal, $8.52 \mu\text{m}$).

Les longueurs d'onde signal pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 2}$ pour différents angles d'incidence θ_p sont représentées sur la figure 2.19. Nous remarquons une augmentation de longueurs d'onde signal avec l'accroissement de θ_p .

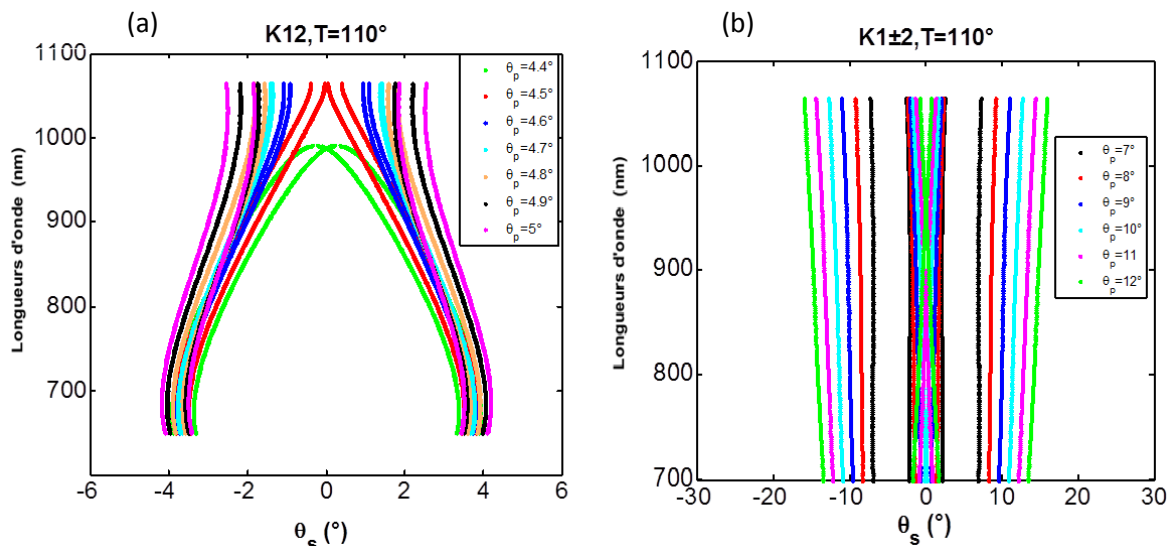


Figure.2.19. Variations des longueurs d'onde signal pour différents angles d'incidence θ_p avec le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 2}$ pour le PPLT-2D (réseau hexagonal, $8.52 \mu\text{m}$).

A partir d'un angle $\theta_p = 4.5^\circ$ nous observons un spectre large bande sur un angle de sortie donné. Les courbes représentent une forme linéaire à partir d'un angle $\theta_p = 7^\circ$, ce qui montre la possibilité de générer un spectre à large bande.

Par comparaison, nous pouvons dire que l'angle d'incidence de la pompe à partir duquel un spectre à large bande peut être observé est plus faible pour le réseau hexagonal que pour le réseau carré. Notons que pour le réseau hexagonal, un spectre large bande peut être observé si l'angle de pompe est supérieur à 14° . Pour un réseau carré, un tel spectre n'a pas été observé même avec un angle de pompe très grand.

2.5.2. Niobate de lithium LiNbO_3

Dans cette partie, nous allons étudier le cristal de niobate de Lithium (PPLN-2D) pour deux réseaux (carré et hexagonal) avec le même pas $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$ ayant un motif circulaire et un taux de remplissage de 38% pompé à $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$.

2.5.2.1. Réseau carré

a. Génération paramétrique dans le réseau carré de PPLN-2D

Les variations des longueurs d'onde signal dans un PPLN-2D (réseau carré, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$) sont données sur la figure 2.20. Pour chaque vecteur du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ avec une température de 110°C dans la direction colinéaire ($\theta_p = 0^\circ$). L'allure de ces courbes est parabolique et les longueurs d'onde maximales de chaque courbe sont plus faibles que celles de la structure PPLT-2D. Les longueurs d'onde signal pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ sont respectivement : 698.8 nm, 692.6 nm et 675.3 nm.

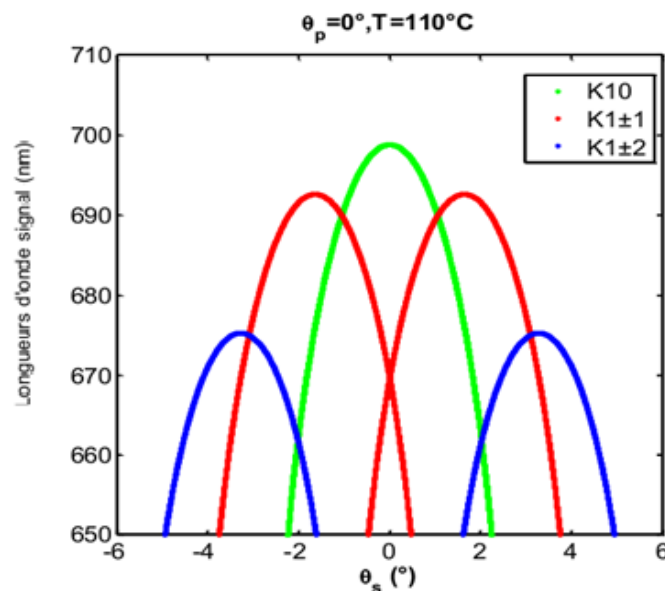


Figure.2.20. Variation des longueurs d'onde signal pour K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$, dans le PPLN-2D (réseau carré, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$).

b. Variation des longueurs d'onde signal en fonction de la température

La figure 2.21 résume la variation de longueurs d'onde signal pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ en fonction de la température avec un angle d'incidence $\theta_p = 0^\circ$. Nous remarquons une décroissance des longueurs d'onde signal pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ en fonction de la température. La valeur de la longueur d'onde signal est supérieure pour K_{10} relative aux deux autres vecteurs du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ du fait que le faisceau de la pompe et celui du signal sont colinéaires.

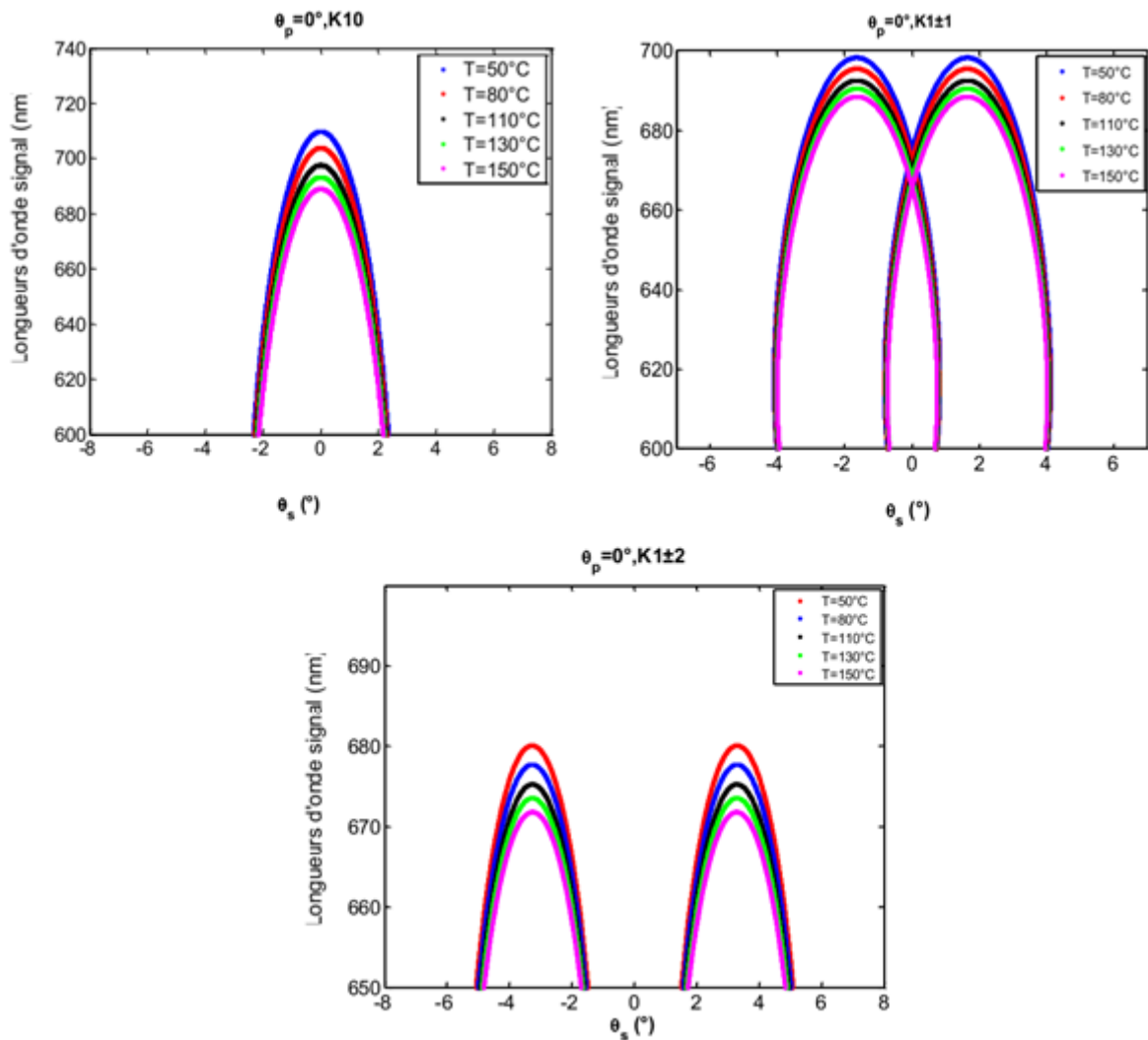


Figure 2.21. Variation des longueurs d'onde signal pour différentes températures pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ dans le PPLN-2D (réseau carré, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$.)

La figure 2.22 montre les résultats de la variation des longueurs d'onde signal en fonction de la température. Nous observons une diminution des longueurs d'onde signal avec l'accroissement de la température. La même tendance est observée par le PPLT-2D. Nous constatons que les longueurs d'onde signal varient entre 694.5 nm et 704.9 nm pour le

vecteur du réseau réciproque K_{10} , tandis que les longueurs d'onde signal pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ varient entre 688.6 nm et 698.4 nm et entre 671.8 nm et 680.1 nm pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 2}$. Sur la même plage de température, nous remarquons également que le cristal PPLT-2D présente des plages de longueurs d'onde du signal plus larges relative au cristal PPLN-2D. Ceci montre que l'accordabilité est meilleure pour le PPLT-2D les comparant à celles présentées par le PPLN-2D.

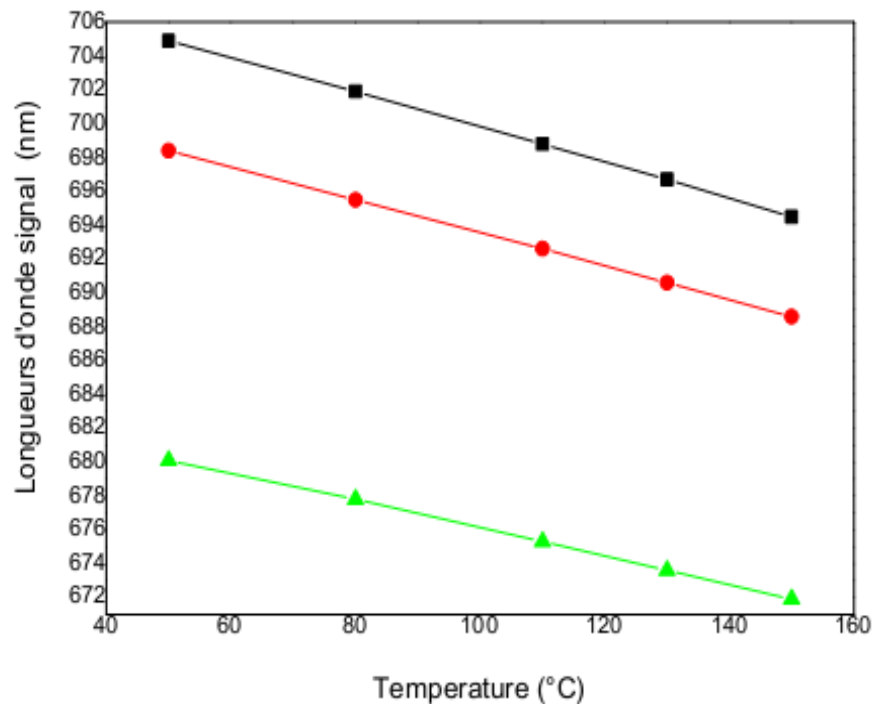


Figure.2. 22. Variation des longueurs d'onde signal en fonction de la température pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$, pour le PPLN-2D (réseau carré, 8.52 μm).

c. Variation des longueurs d'onde signal en fonction de l'angle d'incidence

Par la suite, nous étudions l'évolution de longueurs d'onde signal en fonction de l'angle d'incidence de la pompe. Les résultats de simulations à une température de 110 °C sont rapportés sur la figure 2.23. L'allure globale est similaire à celle du réseau carré de PPLT-2D sur la figure 2.10. Les courbes sont paraboliques et symétriques. Nous remarquons une diminution des longueurs d'onde signal λ_s pour le vecteur du réseau réciproque K_{10} et une augmentation des λ_s pour les vecteurs du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$. En effet, avec des longueurs d'onde signal plus faible, la même tendance de variation est observée par la structure PPLT-2D.

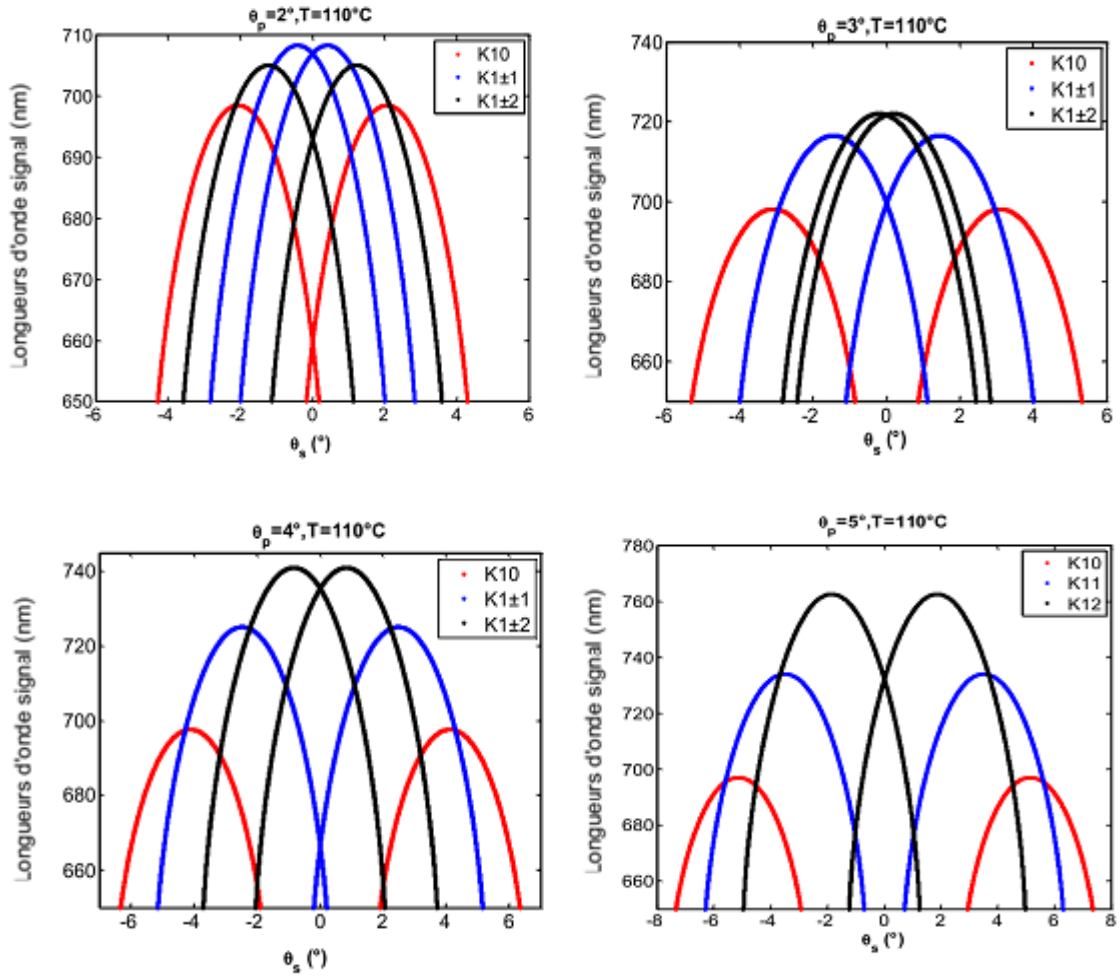


Figure. 2.23. Variation des longueurs d'onde signal pour différents angles d'incidence θ_p pour PPLN-2D (réseau carré, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$).

Les résultats de la figure 2.24 montrent clairement la diminution des longueurs d'onde signal avec l'augmentation des angles d'incidences θ_p avec le vecteur K_{10} pour différents angles d'incidence θ_p . ($\lambda_s = 532 \text{ nm}$)

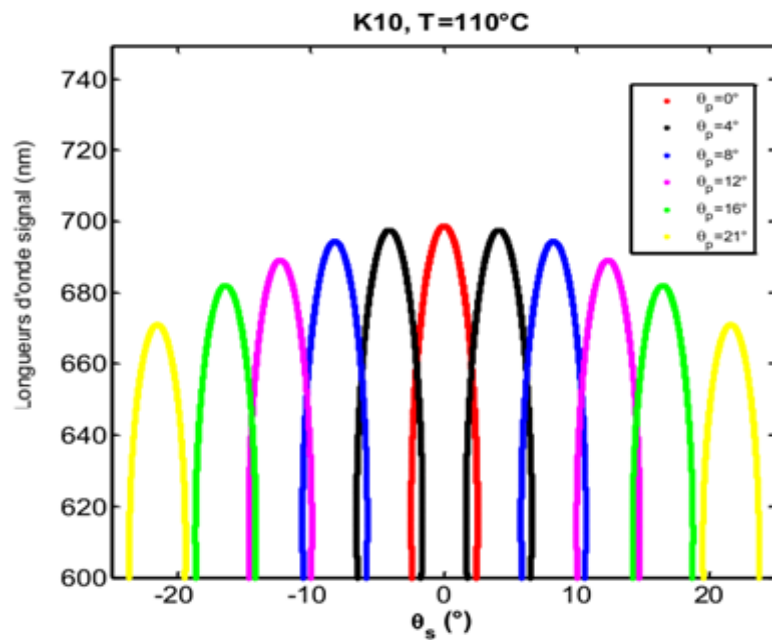


Figure 2.24. Variation des longueurs d’onde signal pour différents angles d’incidence θ_p avec le vecteur du réseau réciproque K_{10} pour le PPLN-2D (réseau carré, $\Lambda_x=\Lambda_y= 8.52 \mu\text{m}$).

La figure 2.25, représente les longueurs d’onde signal pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ pour différents angles d’incidence θ_p . Nous observons, une augmentation des longueurs d’onde signal avec l’accroissement de θ_p (figure 2.25.a). Les calculs montrent que la valeur de l’angle d’ouverture est de $\theta_p = 20.4^\circ$ (figure 2.25.b). Cette étude montre également que le spectre à large bande peut être généré à partir de cet angle. Par comparaison avec K_{11} du réseau carré de PPLT-2D, l’angle d’ouverture est plus grand que celui de PPLT-2D.

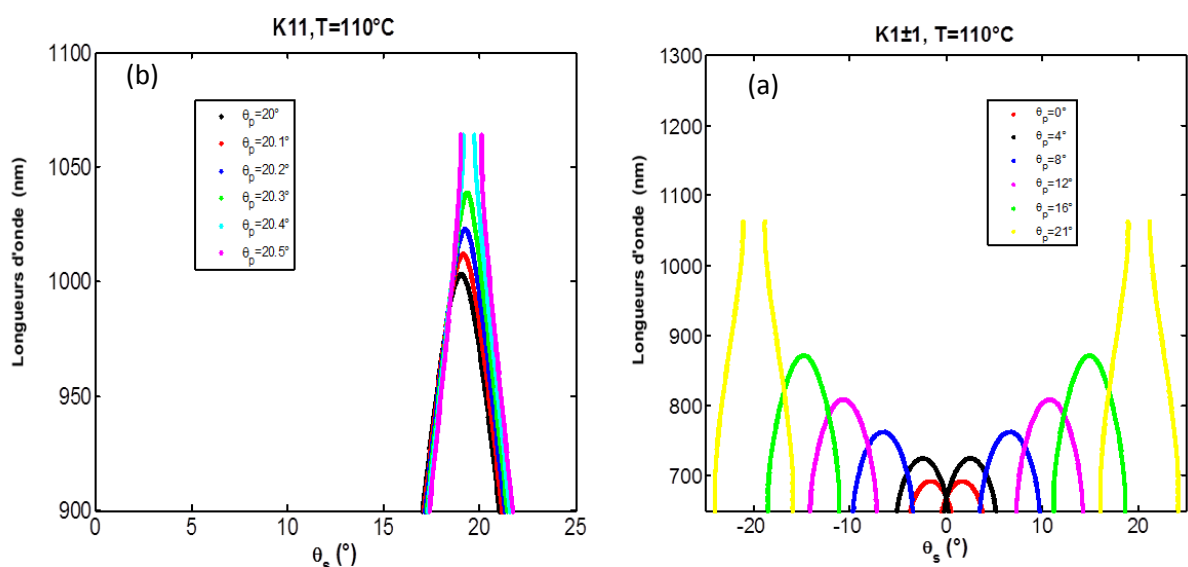


Figure .2.25. Variation des longueurs d’onde signal pour différents angle d’incidence θ_p avec le vecteur de réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ pour PPLN-2D (réseau carré, $\Lambda_x=\Lambda_y= 8.52 \mu\text{m}$).

Les longueurs d'onde sont générées à large bande sur un angle de sortie donné. La simulation est ainsi effectuée pour $\theta_p \geq 22^\circ$ et les courbes des longueurs d'ondes pour le vecteur réciproque $K_{1\pm1}$ sont linéaires (figure 2.26).

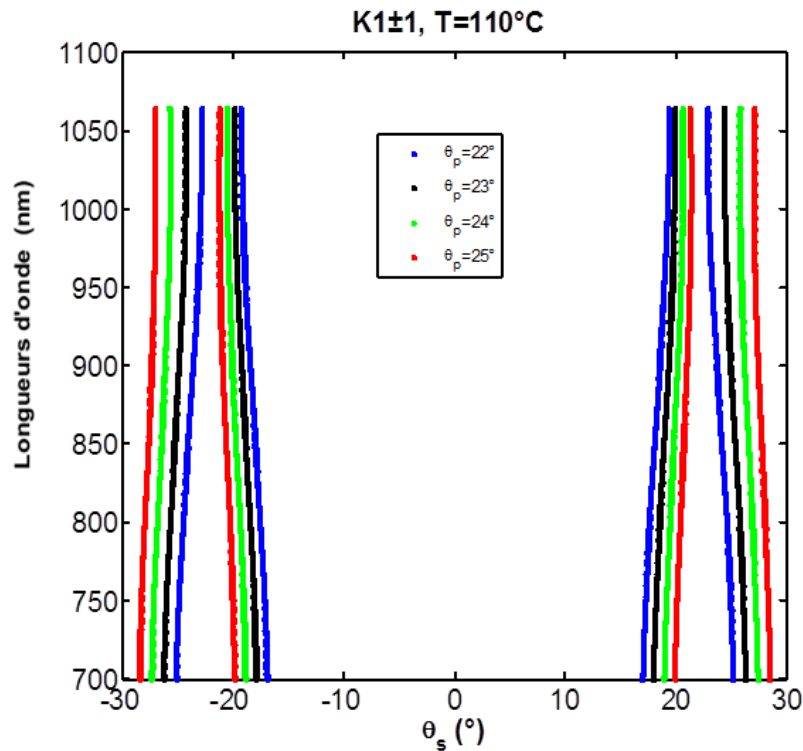


Figure 2.26. Variation des longueurs d'onde signal pour $\theta_p \geq 22^\circ$ avec le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm1}$ pour le PPLN-2D (réseau carré, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$).

Les longueurs d'onde signal pour le vecteur de réseau réciproque $K_{1\pm2}$ avec différents angles d'incidence θ_p sont représentées sur la figure 2.27. Nous remarquons une augmentation de la variation des longueurs d'onde signal avec l'accroissement de θ_p . A partir d'un angle $\theta_p = 9.9^\circ$, des longueurs d'ondes générées tendent vers une large bande. Les courbes sont verticales à partir d'une valeur d'angle $\theta_p = 12^\circ$. Nous remarquons aussi que l'angle d'ouverture est plus petit que celui correspondant au vecteur K_{11} .

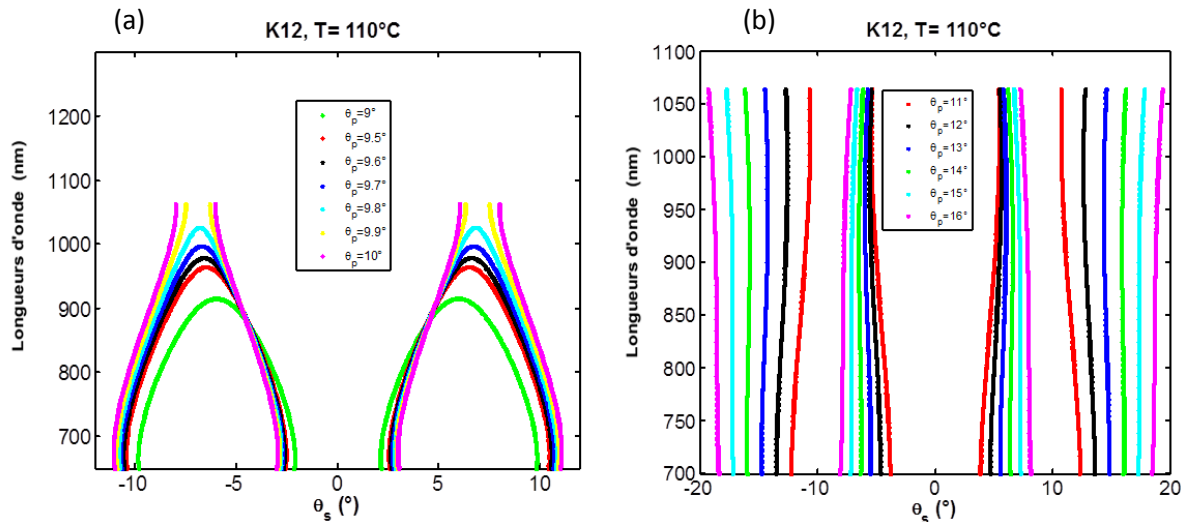


Figure 2.27. Variation des longueurs d'onde signal pour différents angles d'incidence θ_p avec le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 2}$ pour PPLN-2D (réseau carré, $\lambda_x=\lambda_y= 8.52 \mu\text{m}$).

2.5.2.2. Réseau hexagonal

a. Génération paramétrique dans le réseau hexagonal de PPLN-2D

La figure 2.28 représente les variations des longueurs d'onde signal pour le cristal PPLN-2D ($\lambda_x=\lambda_y= 8.52 \mu\text{m}$) pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ dans la direction colinéaire ($\theta_p=0^\circ$) chauffé à une température de 110°C . Les courbes prennent une forme parabolique comme dans le cas du réseau carré (PPLN-2D) et sont caractérisées par une longueur d'onde maximale, et d'autres longueurs d'onde générées symétriquement dont les valeurs sont plus faibles les comparant à celles relatives au PPLT-2D.

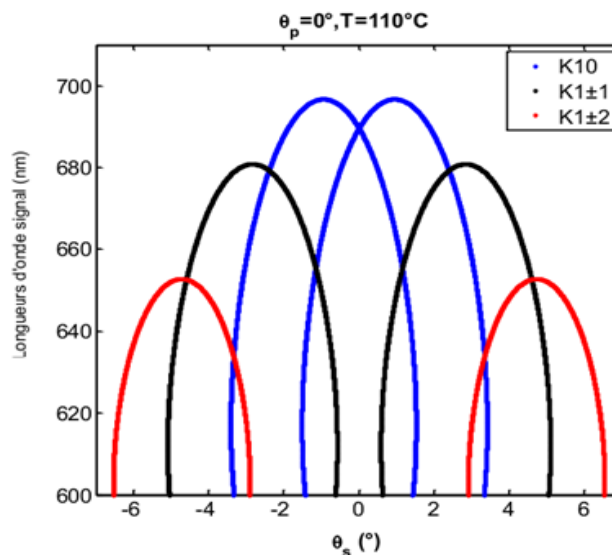


Figure 2.28. Variations des longueurs d'onde signal pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$, dans le PPLN-2D (réseau hexagonal, $\lambda_x=\lambda_y= 8.52 \mu\text{m}$).

b. Variation des longueurs d'onde signal en fonction de la température

La figure 2.29, représente la variation de longueurs d'onde signal λ_s pour le cristal PPLN-2D (Réseau hexagonal, $8.52 \mu\text{m}$) pour différentes valeurs de températures et par les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$. Nous remarquons une décroissance des longueurs d'onde signal pour les vecteurs du réseau réciproque en fonction de la température. La plus grande valeur de la longueur d'onde signal est attribuée au vecteur K_{10} à $\lambda_s = 696.7 \text{ nm}$, pour une température de 110°C dans la direction colinéaire.

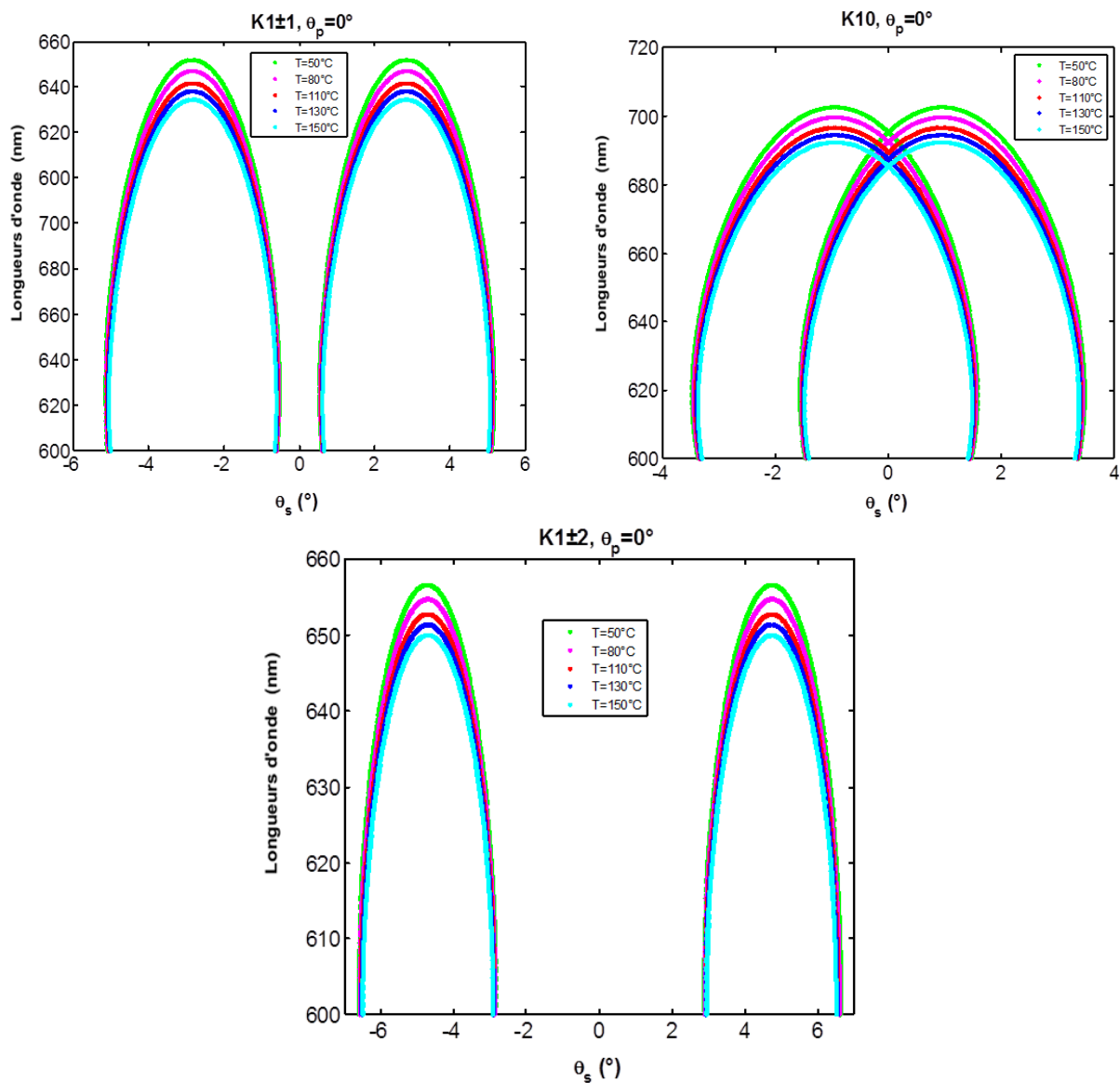


Figure 2.29. Variation des longueurs d'onde signal pour différentes températures pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ de la structure PPLN-2D (réseau hexagonal, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$)

La figure 2.30 résume la variation des longueurs d'onde signal en fonction de la température pour les vecteurs de réseaux réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ pour une structure PPLN-2D (réseau hexagonal, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$). Nous observons une diminution des longueurs d'onde signal avec l'accroissement de la température. Les longueurs d'onde signal varient entre 692.5 nm et 702.7 nm pour K_{10} , et entre 677.3 nm et 686 nm pour le vecteur de réseau réciproque $K_{1\pm 1}$, tandis que les longueurs d'onde signal pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 2}$ varient entre 650 nm et 656.7 nm. Cette variation des longueurs d'ondes signal est plus faible que celle obtenue par la structure PPLT-2D.

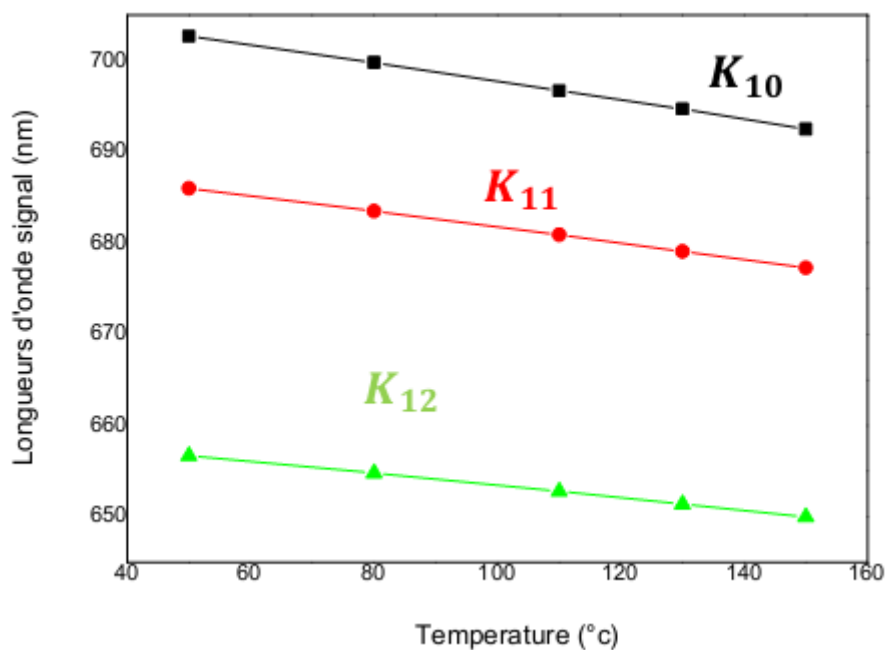


Figure 2. 30. Variation des longueurs d'onde signal en fonction de la température pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$, pour le PPLN-2D (réseau hexagonal, 8.52 μm).

c. Variation de longueurs d'onde signal en fonction de l'angle d'incidence

A ce stade, nous étudions la variation des longueurs d'onde signal en fonction de l'angle de la pompe (figure 2.31). Les longueurs d'ondes signal augmentent avec l'accroissement de l'angle d'incidence θ_p pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$.

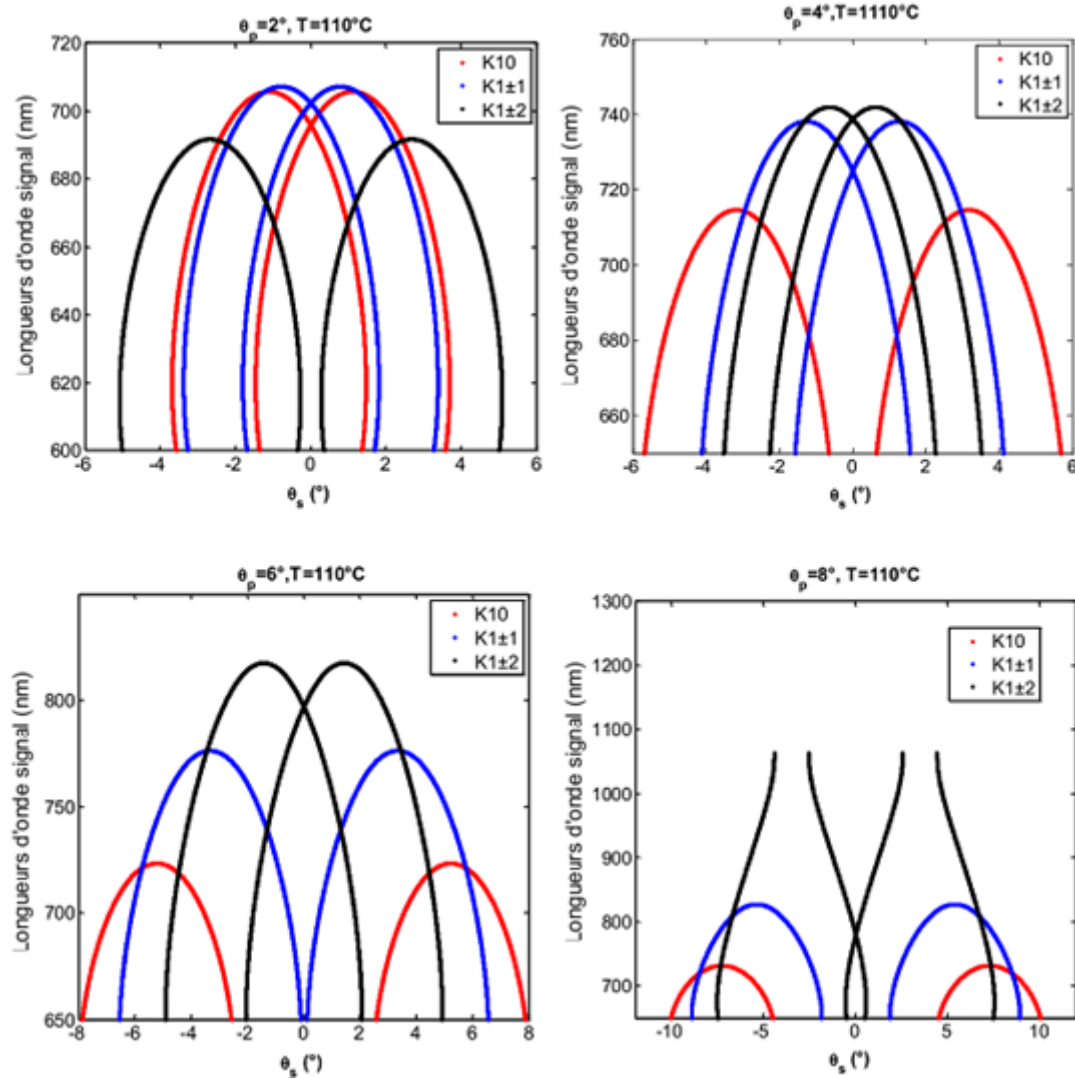


Figure 2.31. Variations des longueurs d’onde signal pour différents angles d’incidence θ_p pour PPLN-2D (réseau hexagonal, $8.52 \mu\text{m}$).

Sur la figure 2.32, nous observons que les longueurs d’onde signal augmentent avec l’accroissement des angles d’incidence θ_p pour le vecteur du réseau réciproque K_{10} pour la structure PPLN-2D (réseau hexagonal, $8.52 \mu\text{m}$) chauffé à une température de 110°C . Les longueurs d’ondes signal augmentent avec l’accroissement de l’angle d’incidence θ_p , ce qui est un comportement opposé à celui observé dans le cas du réseau carré.

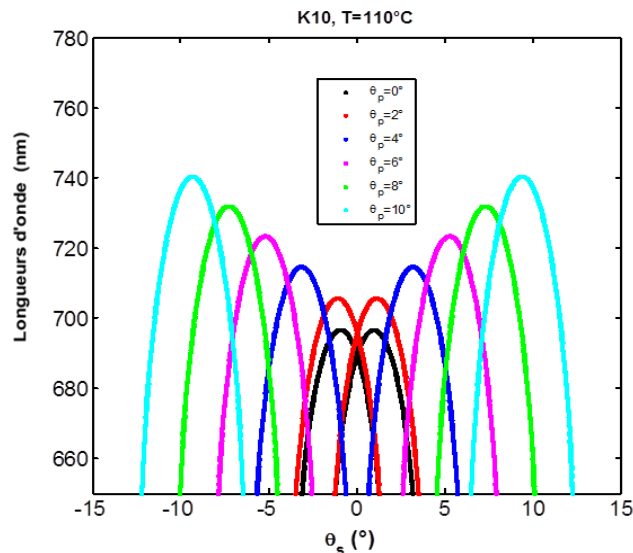


Figure.2.32. Variation des longueurs d’onde signal pour différents angles d’incidence θ_p avec le vecteur du réseau réciproque K_{10} pour le PPLN-2D (réseau hexagonal, $8.52 \mu\text{m}$).

La figure 2.33, représente la variation des longueurs d’onde signal pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ pour différents angles d’incidence θ_p . Nous observons que les longueurs d’onde signal augmentent avec l’augmentation de l’angle de pompe θ_p . En effet, les courbes s’ouvrent à partir d’un angle $\theta_p=11.1^\circ$ (figure 2.33.a). Sur les mêmes courbes, nous remarquons, que des longueurs d’onde sont générées sur une large bande à partir d’un angle de pompe $\theta_p = 12^\circ$ (figure 2.33.b), par un angle de sortie fixe. Notons, que la valeur de seuil d’ouverture des courbes obtenue par le réseau carré (figure 2.25) est plus grande.

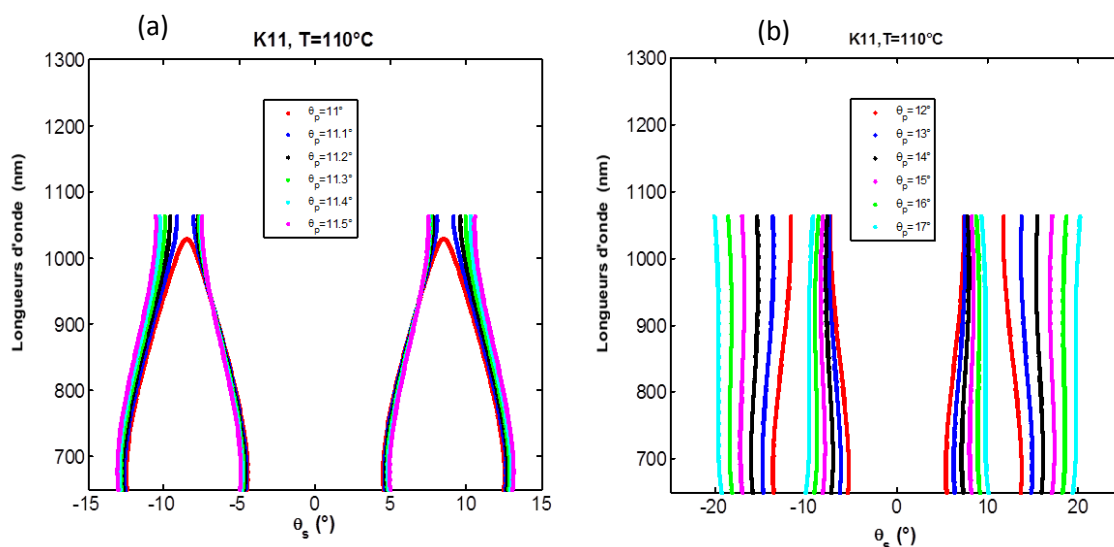


Figure 2.33. Variation des longueurs d’onde signal pour différents angles d’incidence θ_p avec le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ pour le PPLN-2D (réseau hexagonal, $8.52 \mu\text{m}$).

Les longueurs d’onde signal pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 2}$ pour différents angles d’incidence θ_p sont représentées sur la figure.2.34. A partir d’un angle $\theta_p = 8^\circ$ les longueurs

d'onde générées se trouvent dans une gamme à large spectre. A partir d'un angle $\theta_p \geq 8^\circ$, les courbes s'ouvrent et tendent à prendre une forme quasi-linéaires à partir d'un angle $\theta_p = 10^\circ$.

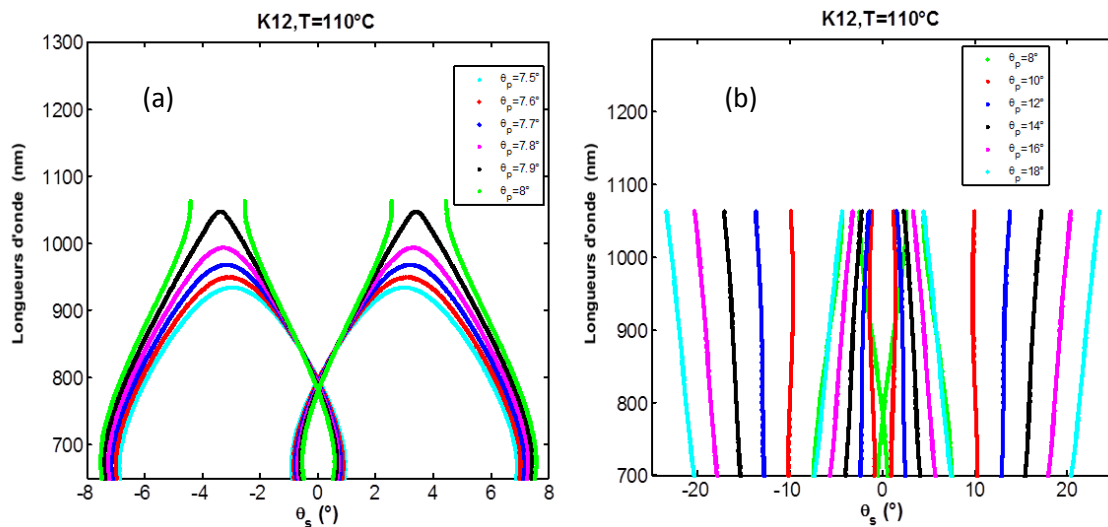


Figure 2.34. Variation des longueurs d'onde signal pour différents angles d'incidence θ_p pour le vecteur du réseau réciproque $K_{1\pm 2}$ pour un PPLN-2D (réseau hexagonal, $8.52 \mu\text{m}$).

2.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la conversion de fréquence dans les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions (PPLT-2D, PPLN-2D) et plus particulièrement la génération paramétrique optique large bande pour deux types de réseaux (carré et hexagonal). Les interactions permettent de générer une large gamme de longueurs d'onde, selon des directions de sortie différentes symétriquement par rapport à la direction colinéaire. Une décroissance de la variation des longueurs d'onde signal a été observée pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ en fonction de la température pour les deux structures PPLN et PPLT-2D. Notons que la valeur de la longueur d'onde signal est maximale pour K_{10} est la plus grande du fait que le faisceau de la pompe et celui du signal sont colinéaires. Les résultats de simulations montrent qu'il est possible de réaliser des sources capables d'émettre une large gamme de longueurs d'onde pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$. Nous avons conclu que l'angle d'incidence agisse sur les conditions d'accord de phase pour générer toute longueur d'onde contenue dans la gamme de transparence du matériau. La structure PPLT-2D permet d'avoir des plages de longueurs d'onde du signal plus larges par rapport à la structure PPLN-2D. En effet, les courbes de simulation ont montré, des longueurs d'onde signal tendant à se stabiliser vers une valeur constante pour les vecteurs du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$.

Bibliographie

- [1] HumD.S. et Fejer M.M., "Quasi-phase matching", C.R. Physique, 8, 2007, 180-198.
- [2] Myers L.E., E ckardt R.C., F ejer M.M., Byer R.L., B osenberg W. R . e t PierceJ.W., "Quasi-phase matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃", J. Opt. Soc. Am. B, 12 , 1995, 2102-2116
- [3] R. A. Andrews, H. Rabin, and C. L. Tang, "Coupled parametric down-conversion and upconversion with simulta-neous phase matching", Phys. Rev. Lett, vol. 25, p. 605, 1970.
- [4] V. Petrov and F. Noack, "Frequency upconversion of tunable femtose-cond pulses by parametric amplification and sum-frequency generation in a single nonlinear crystal", Opt. Lett., vol. 20, p. 2171, 1995.
- [5] T. Kartaloglu, K. G. Koprulu, and O. Aytu, "Phase-matched self-doubling optical parametric oscillator", Opt. Lett., vol. 22, p. 280, 1997.
- [6] K. G. Koprulu, T. Kartaloglu, Y. Dikmelik, and O. Aytur, "Single-crystal sum-frequency-generating optical parametric oscillator", J. Opt. Soc. Am. B, vol. 16, p. 1546, 1999.
- [7] S. D. Butterworth, P. G. R. Smith, and D. C. Hanna, "Picosecond ti :sapphire-pumped optical parametric oscillator based on periodically poled linbo₃", Opt. Lett., vol. 22, p. 618, 1997.
- [8] K. C. Burr, C. L. Tang, M. A. Arbore, and M. M. Fejer, "High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on periodically po-led lithium niobate", Appl. Phys. Lett., vol. 70, p. 3341, 1997.
- [9] O. Pfister, J. S. Wells, L. Hollberg, L. Zink, D. A. V. Baak, M. D. Le-venson, and W. R. Bosenberg, "Continuous-wave frequency tripling and quadrupling by simultaneous threewave mixings in periodically poled crystals : application to a two-step 1.19-10.71-mm frequency bridge", Opt. Lett., vol. 22, p. 1211, 1997.
- [10] 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.
- [11] G. Z. Luo, S. N. Zhu, J. L. He, Y. Y. Zhu, H. T. Wang, Z. W. Liu, C. Zhang, and N. B. Ming, "Simultaneously efficient blue and red light generations in a periodically poled LiTaO₃", Appl. Phys. Lett., vol. 78, p. 3006, 2001.

- [12] M. Levenius et All, "quadratic cascading in broadband optical parametric generation", Vol. 37, No. 10 / Optics Letters, May 15, 2012.
- [13] G. K. Samanta, S. C. Kumar, R. Das, and M. Ebrahim-Zadeh, "Continuous-wave optical parametric oscillator pumped by a fiber laser green source at 532 nm", Optics Letters, vol. 34, p. 2255, 2009.
- [14] J. J. Zayhowski, "Periodically poled lithium niobate optical parametric amplifiers pumped by high-power passively q-switched microchip lasers", Optics Letters, vol. 22, p. 169, 1997.
- [15] D. Eger, A. Bruner, A. Englander, and P. Shaier, "Green pumped opg in periodically poled stoichiometric lithium tantalate", in CThG6, CLEO, Ed., 2006.
- [16] N. E. Yu, Y. H. Lee, Y. L. Lee, C. S. Jung, D. K. Ko, and J. M. Lee, "Efficient single-pass optical parametric generation and amplification using a periodically poled stoichiometric lithium tantalate", J. Opt. Soc. Korea, vol. 11, p. 192, 2007.
- [17] G. Marcus, A. Zigler, D. Eger, A. Bruner, and A. Englander, "Generation of a high-energy ultrawideband chirped source in periodically poled LiTaO₃", J. Opt. Soc. Am. B, vol. 22, p. 620, 2005.
- [18] M. Levenius, V. Pasiskevicius, F. Laurell, and K. Gallo, "Ultra-broadband optical parametric generation in periodically poled stoichiometric LiTaO₃", Optics Express, vol. 19, p. 4121, 2011.
- [19] S. Saltiel and Y. S. Kivshar, "Phase matching in nonlinear X photonic crystals", Opt. Lett., vol. 25, pp. 1204–1206, 2000.
- [20] H. C. Liu and A. H. Kung, "Substantial gain enhancement for optical parametric amplification and oscillation in two-dimensional nonlinear photonic crystals", Optics Express, vol. 16, no. 13, p. 9714, 2008
- [21] A. Arie, N. Habshoosh, and A. Bahabad, "Quasi phase matching in two-dimensional nonlinear photonic crystals", Optical and Quantum Electronics, vol. 39, p. 361, 2000.
- [22] Q. Ripault, M. W. Lee, F. Mérique, T. Touam, B. Courtois, E. Ntsoenzok, L.-H. Peng, A. Fischer, and A. Boudrioua, "Investigation of a planar optical waveguide in 2D PPLN using Helium implantation technique", Vol. 21, No. 6 / Optics Express, 25 March 2013.
- [23] V. Berger, "Nonlinear photonic crystals", Physical Review Letters, vol. 81, no. 19, p. 4136, 1998.

Chapitre III

Etude expérimentale de la génération multilongueurs d'onde dans les CPNL-2D

Chapitre 3: Etude expérimentale de la génération multi-longueurs d'onde dans les CPNL-2D

La conversion non linéaire de fréquences dans les cristaux non linéaires périodiquement polarisés est un outil inéluctable pour la génération de nouvelles longueurs d'onde inaccessibles par les sources laser traditionnelles. Cependant, certaines applications nécessitent de générer plusieurs longueurs d'onde simultanément. C'est justement ; dans ce contexte que s'inscrit ce chapitre consacré à l'étude de la génération paramétrique optique colinéaire.

En effet ; nous exposons à travers ce chapitre le banc de mesure expérimental réalisé dans le cadre de ce travail de thèse permettant l'étude de la génération paramétrique optique dans les cristaux de tantalate de lithium périodiquement polarisés à deux dimensions (PPLT-2D). Nous présentons dans un premier temps les cristaux PPLT-2D et leurs caractéristiques. Nous étudions également l'accordabilité des longueurs d'onde générées par une variation de température. Par la suite, nous démontrons la génération multi-longueur d'onde par multiprocessus optique non-linéaire dans un PPLT-2D avec un réseau carré.

3.1. Introduction

Pour la réalisation d'une source optique cohérente efficace à base de cristaux non linéaires quadratiques plusieurs paramètres doivent être pris en compte, à savoir le choix des cristaux non linéaires adéquats, la nature et les dimensions du réseau micro-structuré, la longueur d'onde de pompe et la température de fonctionnement.

Le Niobate de Lithium et le Tantalate de Lithium sont caractérisés par des coefficients non linéaires importants et une gamme de transparence étendue. D'un autre côté ils souffrent des effets photo-réfractifs, qui deviennent un obstacle très important essentiellement lorsqu'il s'agit d'un mélange non linéaire de longueurs d'onde visibles avec des intensités importantes [1, 2]. Plusieurs travaux ont été effectués pour améliorer la résistance aux effets photo-réfractifs. Le dopage par des métaux comme le magnésium (Mg) [3] et l'introduction des configurations stœchiométriques améliore considérablement le seuil de dommage [4-6]. Des études plus récentes ont proposé de nouvelles techniques de croissance pour la réalisation de cristaux non linéaires à configuration stœchiométrique et dopés Mg caractérisés par une photo-réfraction réduite et un coefficient thermo-optique assez bas pour faire face à ces limitations [7, 8]. Des performances très intéressantes ont été obtenues par des cristaux de tantalate de lithium stœchiométriques dopés Mg à 1% mol (Mg: sLT) même à température ambiante [9].

Le choix de la source de pompage est un élément essentiel pour une génération paramétrique efficace. Une bonne qualité spatiale et spectrale associée à une bonne stabilité du faisceau sont souvent les critères requis pour une bonne source de pompage. Les cristaux photoniques non-linéaires ont attiré une attention particulière pour la conversion de fréquence optique. Ils sont des cristaux non-linéaires avec un réseau polarisé périodiquement en deux directions tels que le tantalate de lithium polarisé périodiquement (PPLT-2D) et le niobate de lithium polarisé périodiquement (PPLN-2D) [10,11]. Grâce aux vecteurs du réseau réciproque, ils ont une grande flexibilité pour réaliser différents quasi-accords de phase (QAP) simultanément. Cette caractéristique facilite la conversion de fréquence par plusieurs mécanismes telles que la génération de second-harmonique (SHG), la génération de somme de fréquences (SFG), génération de différence fréquences (DFG) et la génération paramétrique optique (OPG) [12]. En particulier, les vecteurs réciproques permettent d'accorder les longueurs d'onde générées par OPG en fonction de la température [13] ou de l'angle incident [12]. Cependant, il est difficile d'obtenir ces processus optiques non-linéaires en même temps à cause des différentes conditions d'accord de phase. Il existe très peu d'études sur la génération de multi-longueurs d'onde par plusieurs processus optiques non-linéaires en particulier dans un PPLT-2D avec un réseau hexagonal [14].

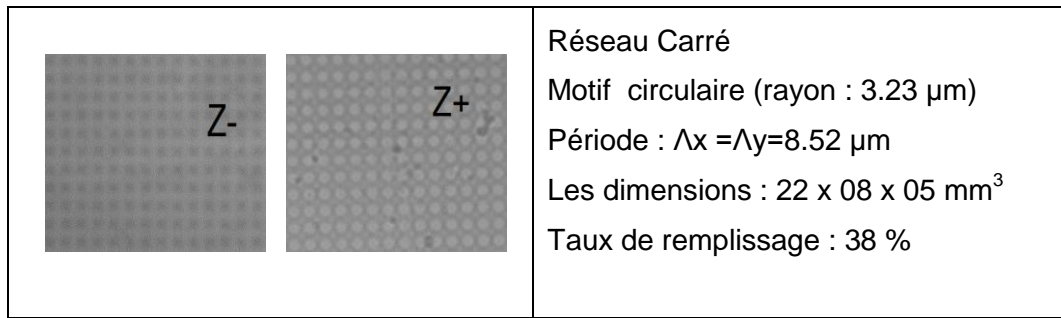
Plusieurs travaux ont été effectués au sein du laboratoire LPL de l'université Paris 13, La génération de la seconde harmonique dans le visible a été réalisée avec succès dans des guides d'ondes planaires implantés hélium dans le niobate de lithium polarisé périodiquement (PPLN), l'efficacité de conversion dans ce cas était 40% supérieure à celle du cristal PPLN bulk [15]. La génération de seconde harmonique est utilisée aussi pour produire un faisceau laser vert par quasi accord de phase dans le guide d'ondes. L'efficacité de la conversion était de 10^{-2} % [16]. En particulier, La contribution des vecteurs du réseau réciproques à été observée dans le cristal PPLT-2D (réseau carré, $\Lambda = 6.92 \mu\text{m}$) par SHG [17]. Lazoul et al [18]. ont étudié la génération paramétrique optique avec quasi-accord de phase dans les cristaux photoniques non linéaires de second ordre. Des générations simultanées colinéaires et non colinéaires sont observées autour de la direction collinéaire de la pompe dans les cristaux PPLT-1D. La génération paramétrique multilongueurs d'onde a été démontrée expérimentalement dans les cristaux photoniques non linéaires bidimensionnels (PPLT-2D) de second ordre. Les résultats indiquent que certains signaux sont le résultat de la contribution des vecteurs de réseau réciproque [19]. Par la suite, Touami et al [20]. Ont étudié expérimentalement le management du gain paramétrique optique dans un réseau carré de PPLT-2D. Dans ce travail, nous démontrons la génération de multi-longueur d'onde par multiprocessus optique non-linéaire dans un PPLT-2D avec un réseau carré. Avec un pompage de 532 nm, nous obtenons d'abord la OPG qui déclenche par un effet de cascade une SHG, une SFG et d'autres OPG. Nous étudions également l'accordabilité des longueurs d'onde générées par une variation de température.

3.2. Caractéristiques du cristal PPLT-2D

Pour cette étude, nous avons utilisé un cristal de Tantalate de Lithium périodiquement polarisés à deux dimensions (PPLT-2D) obtenus par "poling électrique" (Application du champ Electrique) en collaboration avec le professeur L.H.Peng de la National Taiwan University. Les caractéristiques du cristal sont rapportées sur le Tableau 3.1:

Tableau 3.1: Caractéristiques du cristal PPLT-2D utilisé

Cristal PPLT-2D	Caractéristiques
-----------------	------------------



3.3. Banc expérimental

Nous avons utilisé au sein du laboratoire LPL de l'Université Paris 13, un banc expérimental pour l'étude de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires de Tantalate de Lithium périodiquement polarisés à deux dimensions (PPLT-2D), comme illustré sur la figure 3.1.

Le montage expérimental comprend:

- Une source laser de pompe est constituée d'un laser microchip Q-switch Nd : YAG à 1064 nm. Elle est caractérisée par une largeur spectrale de 0.22 nm, une durée d'impulsion de 0.5 ns et une fréquence de répétition ajustable de 10 Hz à 1 kHz.

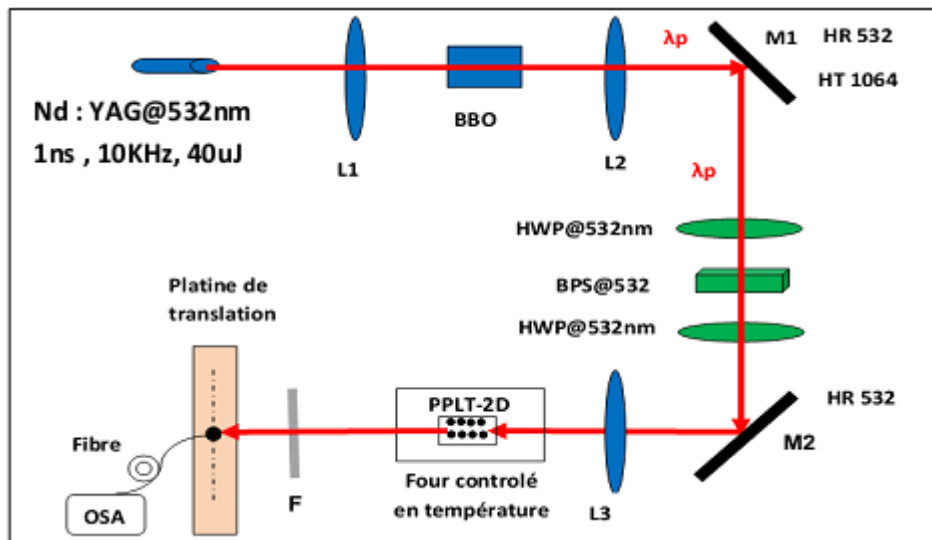


Figure.3.1. Montage expérimental de la génération paramétrique optique : schéma de principe

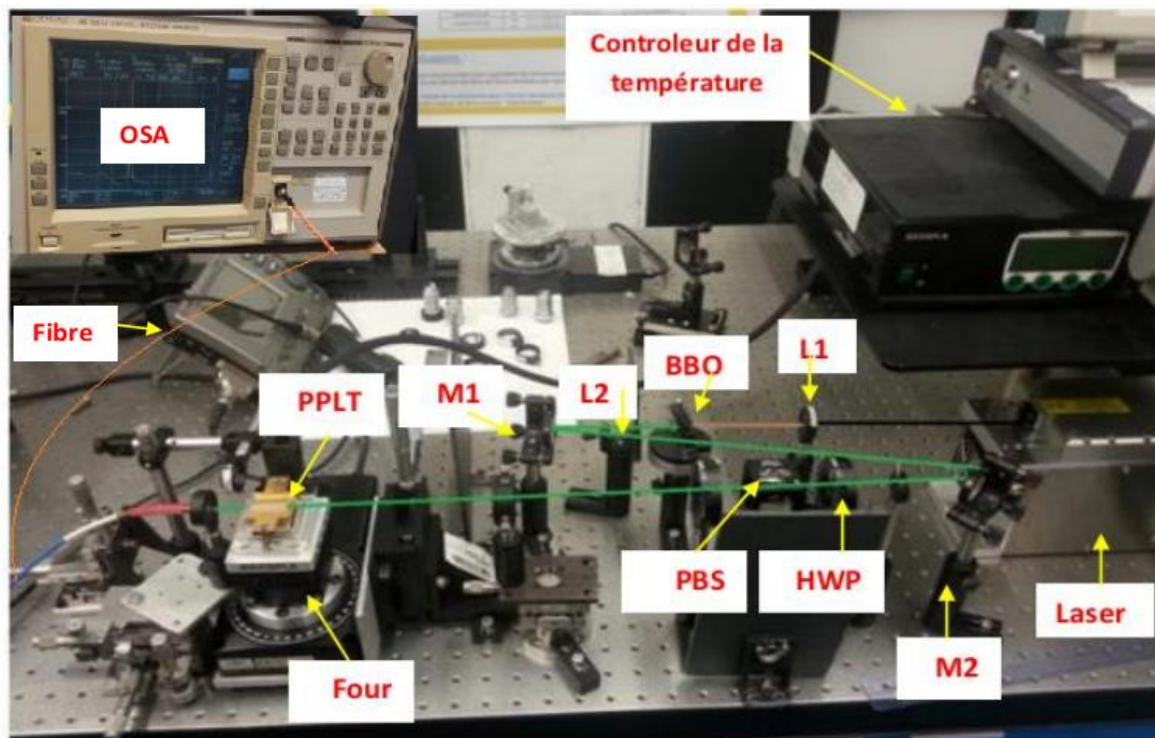


Figure.3.2. Montage expérimental de la génération paramétrique optique : photographie du banc expérimental réalisé.

En suivant le faisceau de pompe à la sortie du laser, nous trouvons :

- Un cristal BBO (β -borat de Barium) sur lequel est focalisé le faisceau de l'onde fondamentale à 1064 nm pour générer le second harmonique à 532 nm.
- Un miroir M1, ayant une haute réflexion à 532 nm et une haute transmission à 1064 nm (HR532, HT1064), permet de filtrer la longueur d'onde fondamentale et de ne laisser passer que la longueur d'onde utile à 532 nm qui servira de pompe pour la génération paramétrique optique.
- Une combinaison d'une lame demi-onde (HWP) et d'un cube séparateur de polarisation (PBS) permet de contrôler l'intensité et la polarisation de l'onde de pompe. L'énergie de l'onde de pompe maximale disponible à 532 nm est de 40 μ J. La polarisation du faisceau pompe est rectiligne et parallèle à l'axe optique du cristal, ce qui permet d'accéder au coefficient non linéaire le plus important du tantalate de lithium. Le faisceau pompe est focalisé à l'intérieur du cristal à l'aide de la lentille avec une longueur de Rayleigh supérieure à la longueur du cristal.

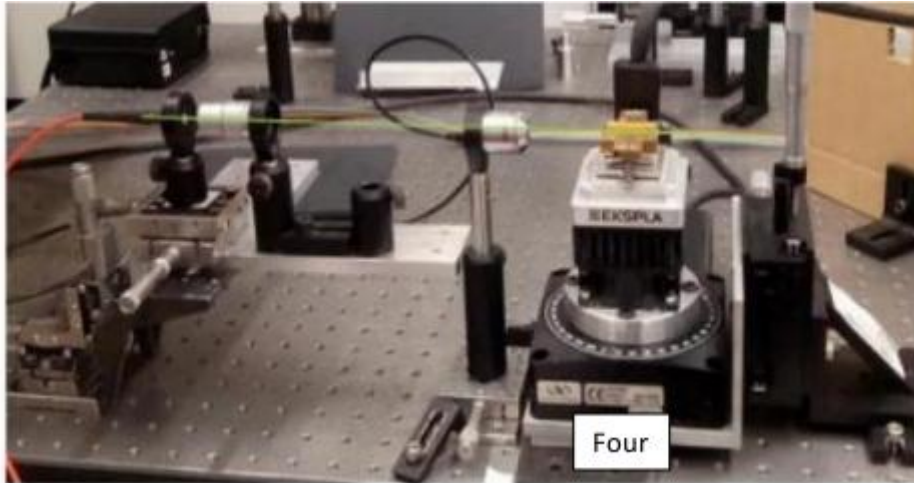


Figure.3.3. Injection du faisceau pompe dans le cristal PPLT.

- Le cristal photonique non linéaire (PPLT) est placé dans un four contrôlé en température qui permet de le maintenir à une température stable avec une précision de $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$. Nous avons utilisé un filtre passe-haut (F) à la sortie du cristal, pour filtrer la longueur d'onde de pompe résiduelle.
- Un analyseur de spectre optique (OSA) est utilisé pour collecter le spectre généré par l'interaction paramétrique. À l'entrée de l'analyseur nous avons une fibre optique multimode optique montée sur une platine de translation micrométrique qui peut se déplacer transversalement par rapport à la direction colinéaire.

3.4. Résultats et discussions

Le cristal non linéaire utilisé dans ce travail est un tantalate de lithium (LiTaO_3) d'une épaisseur de 0,5 mm. Le cristal est périodiquement polarisé pour inverser la polarisation dans les deux directions, comme le montre la figure 3.4.a. La période de réseau carré est : $X = 8.52 \mu\text{m}$, $Y = 8,52 \mu\text{m}$ avec un facteur de remplissage de 38%. Notons que ces paramètres ont été choisis parmi ceux relatifs à des travaux précédents permettant une génération paramétrique optique efficace avec une efficacité de conversion maximale [19]. Les mesures expérimentales réalisées sur notre structure PPLT-2D sont illustrées sur la figure 3.4.b.

Le laser de pompe utilisé dans ce travail est un laser pulsé à 532 nm qui délivre une énergie maximale de 40 μJ avec une largeur d'impulsion de 500 ps. Une plaque demi-onde est utilisée pour ajuster la polarisation du faisceau de pompage et une lentille de 20 cm de longueur focale est positionnée pour injecter la pompe dans le cristal. Le cristal est placé dans un petit four qui permet de contrôler sa température à 110°C . La lumière générée par le processus non linéaire est collimatée par une lentille et le faisceau de la pompe est retiré par un filtre à bande d'arrêt à 532 nm. La lumière filtrée est injectée dans une fibre multimode

standard avec un diamètre de cœur de $50\ \mu\text{m}$ à travers un objectif de microscope. Le spectre de la lumière multi-longueur d'onde est enregistré par un analyseur de spectre optique (OSA, ANDO AQ6315A, plage sensible de 350 nm à 1750 nm).

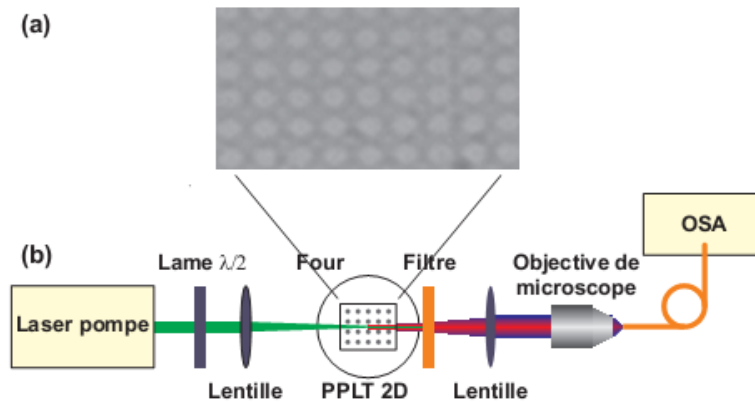


Figure 3.4. Montage expérimental de caractérisation de la génération paramétrique optique dans des cristaux de type PPLT-2D. (a) PPLT-2D: vue sur Z^+ . (b) Configuration expérimentale. OSA: Analyseur de spectre optique

3.4.1. Génération paramétrique optique (OPG) à basse énergie

La figure 3.5 montre un spectre de la génération paramétrique optique obtenu à partir d'un cristal PPLT-2D (réseau carré, $8.52\ \mu\text{m}$) avec un angle d'incidence du faisceau de pompe ($\lambda_p = 532\ \text{nm}$) $\theta_p = 0^\circ$ et une énergie de pompe $E_p = 8\ \mu\text{J}$, chauffé à une température de $110\ ^\circ\text{C}$. On observe deux pics correspondant aux deux longueurs d'onde, signal à $787\ \text{nm}$ et idler à $1640\ \text{nm}$. Le pic observé à $532\ \text{nm}$ correspond à la pompe.

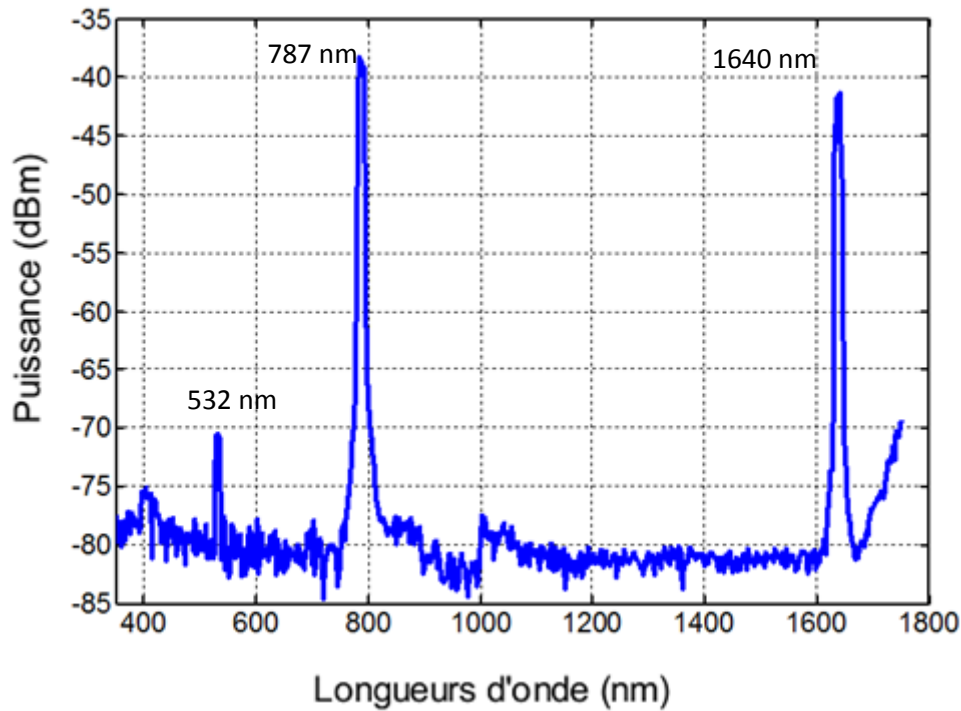


Figure.3.5. Spectre de la génération paramétrique optique pour le cristal PPLT-2D (réseau carré 8.52 μm) mesuré à 110 °C généré par ($\lambda_p= 532 \text{ nm}$, $E_p= 8 \mu\text{J}$) dans la direction colinéaire ($\theta_p= 0^\circ$).

Ces longueurs d'ondes satisfont les lois de la conservation de l'énergie et d'accord de phase comme décrit dans le processus OPG.

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (3.1)$$

$$\frac{n(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{n(\lambda_i, T)}{\lambda_i} - \frac{m}{\Lambda} = 0 \quad (3.2)$$

où : $n(\lambda, T)$ est l'indice de réfraction à une longueur d'onde donnée λ et une température T , m est ordre de quasi accord de phase (QAP) et Λ : la période QPM pour le vecteur de réseau réciproque K_{10} .

D'après l'équation (3.2), la période Λ s'écrit sous la forme :

$$\Lambda = m / \left(\frac{n(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{n(\lambda_i, T)}{\lambda_i} \right) \quad (3.3)$$

Pour le processus de la génération paramétrique optique (OPG), la longueur d'onde signal est de $\lambda_s = 787 \text{ nm}$ et la longueur d'onde de idler est de $\lambda_i = 1640 \text{ nm}$. A partir de l'équation (3.3), la période pour $m = 1$ est obtenue $\Lambda = 8,51 \mu\text{m}$. Cette valeur est très proche de la

période cristalline ($\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$), l'erreur entre la période calculé et théorique est de $0.01 \mu\text{m}$. L'indice de réfraction du tantalate de lithium peut être obtenu à partir de la Réf [21].

Tab. 3.1. Période de PPLT-2D par le processus d'OPG

$\lambda_p(\text{nm})$	$\lambda_i(\text{nm})$	$\lambda_s(\text{nm})$	m (ordre de QAP)	$\Lambda (\mu\text{m})$
532 nm	1640 nm	787 nm	1	8.51 μm

3.4.1.1. Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la température

La variation des longueurs d'onde générées (signal et idler) dans la direction colinéaire en fonction de la température est donnée sur la figure 3.6. Le cristal PPLT-2D est constitué d'un réseau carré aux motifs circulaires et une période $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$. Nous observons que les simulations numériques sont en bon accord avec les mesures expérimentales.

A partir des équations (3.1) et (3.2) et en utilisant la formule de Sellmeier (1.53) ainsi que la formule de dilatation (1.54), on peut tracer les courbes théoriques pour notre cristal. L'étude est réalisée à des températures du cristal variant de 80°C à 140°C . Sur la figure 3.6, on constate qu'avec notre cristal on peut générer des longueurs d'onde signal comprises entre 794 nm et 782 nm et des longueurs d'onde idler comprises entre 1610 nm et 1671 nm , avec une pompe à 532 nm .

Les résultats expérimentaux est mesuré par un analyseur de spectre optique (OSA) avec une résolution de 5 nm . Pour une température de 80°C , les longueurs d'onde mesurées est de 794.5 nm pour le signal et 1614 nm pour l'idler.

L'erreur entre la valeur mesurer et calculer est de 0.5 nm pour le signal et 4 nm pour l'idler pour une température de 80°C .

La figure 3.7 représente une cartographie des longueurs d'onde générées en faisant varier la température de 80°C à 130°C . Sur cette figure, nous pouvons observer clairement l'évolution des longueurs d'onde signal et idler en fonction de la température.

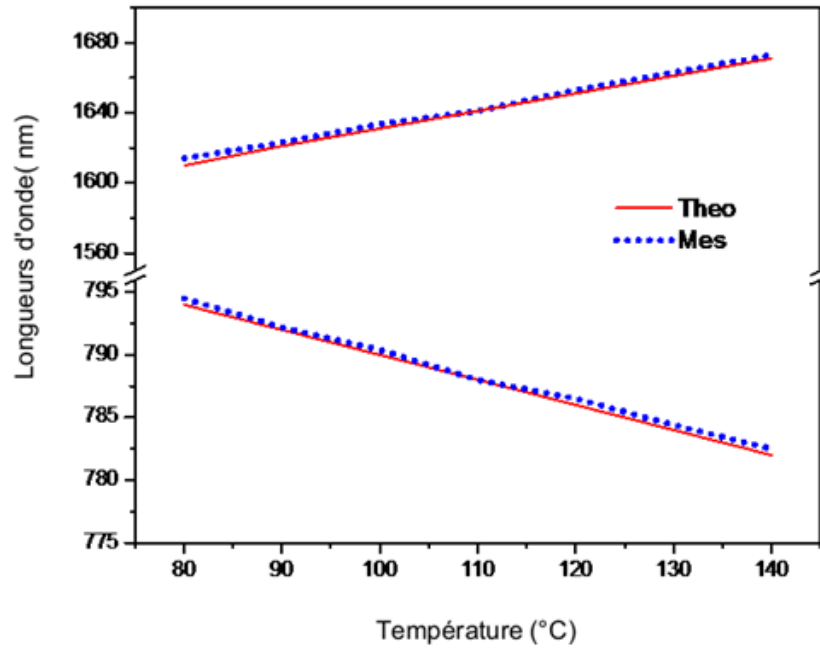


Figure 3.6. Variation des longueurs d'onde générées (signal et idler) en fonction de la température pour PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μ m).

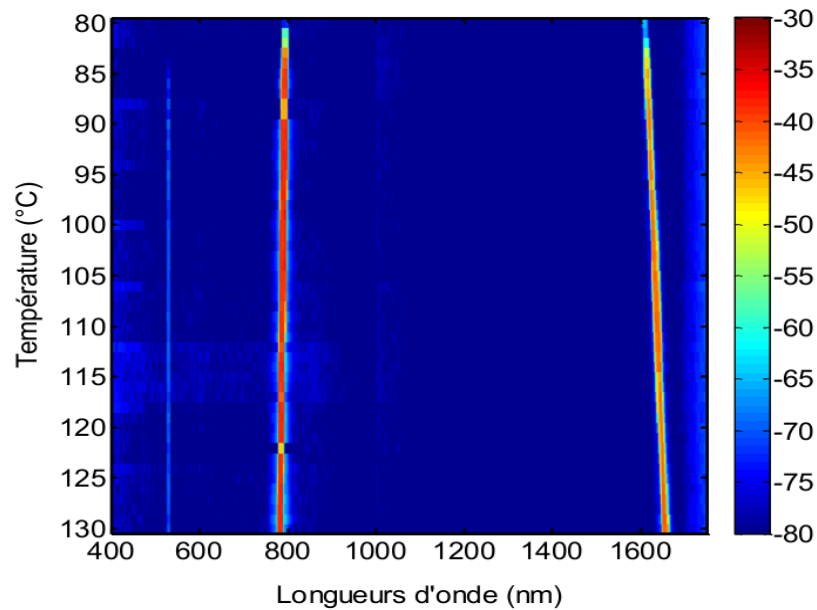


Figure 3.7. Spectres mesurés sur une plage de température de 80 °C à 130 °C. Le code des couleurs représente la puissance optique du spectre.

3.4.2. Contribution du vecteur K_{11} à la génération multilongueurs

La figure 3.8 montre un exemple de spectre multilongueurs d'onde signal mesuré entre 730 nm et 830 nm généré par le cristal PPLT-2D en utilisant un faisceau pompe en incidence normale par rapport au réseau 2D. Nous observons deux pics correspondant aux deux

longueurs d'onde: 773.2 nm, et 787 nm. D'après les résultats de la résolution des équations d'accord de phase, les deux premières longueurs d'onde sont dues respectivement aux vecteurs du réseau réciproque K_{11} avec un angle de 1.07° et K_{10} avec un angle de 0° (direction colinéaire). Notons que la longueur d'onde associée à K_{10} est la plus intense du fait que ce dernier est le plus efficace des vecteurs du réseau réciproque. La détermination des vecteurs du réseau responsables de chacune des longueurs d'onde générées est réalisée en comparant les résultats expérimentaux aux résultats des simulations numériques. Ces dernières sont obtenus à partir de la résolution des équations décrivant la distribution angulaire des longueurs d'onde générées, présentée au deuxième chapitre (section 2.2.1) et appliquées au cas de notre cristal PPLT-2D.

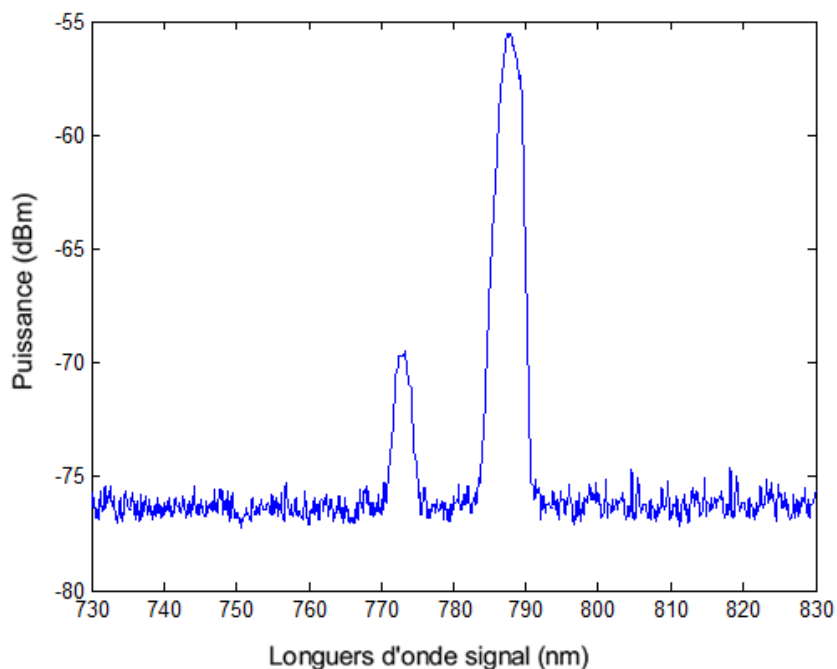


Figure.3.8. Spectre de la génération multilongueurs d'onde signal.

La figure 3.9 montre un autre spectre multilongueurs d'onde idler mesuré entre 1600 nm et 1700 nm généré par le cristal PPLT-2D. Nous observons deux pics correspondant aux deux longueurs d'onde: 1640 nm pour un angle de 0° , 1647 nm pour un angle de 0.85° . Ces deux longueurs d'onde sont dues aux vecteurs du réseau réciproque K_{10} et K_{11} respectivement.

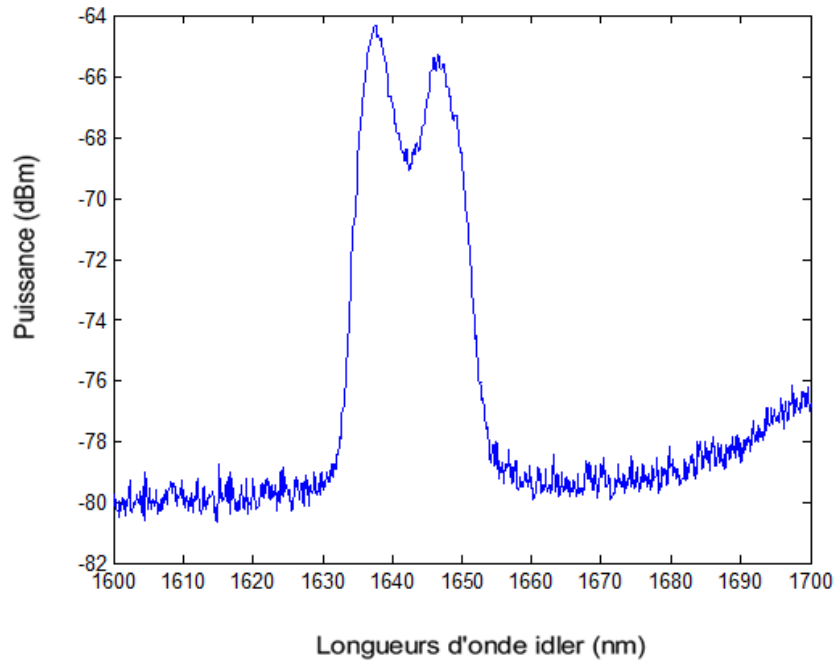


Figure.3.9. Spectre de la génération multilongueurs d'onde idler.

3.4.3. Génération paramétrique optique (OPG) à haute énergie

La figure 3.10 montre le spectre généré par le cristal PPLT-2D (réseau carré 8,52 μm) à une température de 110°C pompée à 532 nm dans la direction colinéaire ($\theta_p=0^\circ$) pour une puissance de pompe $E_p= 40 \mu\text{J}$. Ce spectre de la conversion de fréquence est mesuré de 350 nm à 1750 nm avec une résolution de 5 nm.

Nous observons huit pics : 393 nm, 402 nm, 532 nm, 787 nm, 820 nm, 1514 nm, 1574 nm et 1640 nm. Le pic à 532 nm (λ_p) correspond à la pompe résiduelle. Le premier processus non-linéaire qui apparaît est la génération paramétrique optique (OPG) avec le signal à 787 nm (λ_s) et l'idler à 1640 nm (λ_i). Nous pouvons également remarquer que les puissances du signal et de l'idler sont très élevées par rapport aux autres pics. Ces pics de puissances fortes déclenchent une génération seconde harmonique (SHG) de 787 nm à 393 nm ($\lambda_s/2$) et une autre SHG de 1640 nm à 820 nm ($\lambda_i/2$) dans un processus en cascade. La pompe et l'idler interagissent dans un processus de la génération somme de fréquence (SFG) afin de générer le pic de 402 nm ($\omega_p + \omega_i$). Le signal à 787 nm intervient également dans un processus de la génération différence de fréquence (DFG) avec l'idler pour générer le pic de 1514 nm ($\omega_s - \omega_i$). Le pic de 1574 nm est obtenu par un processus de la conversion paramétrique vers le bas (Down conversion) à partir du pic de 788 nm ($2\lambda_s$). Dans une autre approche, il se trouve que deux autres processus d'OPG peuvent être responsables des pics 820 nm, 1514 nm et 1574 nm.

Nous nous sommes aussi intéressés à la variation des longueurs d'onde générées en fonction de la température. En utilisant le montage expérimentale automatisée (figure 3.3), une cartographie de la variation de la température est obtenu et représentée sur la figure 3.11. Nous observons clairement l'apparition de plusieurs pics et en particulier le signal et l'idler ainsi que la variation des longueurs d'onde en fonction de la température. La pompe résiduelle est également présente sous forme d'une ligne verticale droite à 532 nm. On remarque également au voisinage de la pompe l'existence de deux autres pics dont les longueurs d'onde varient avec la température.

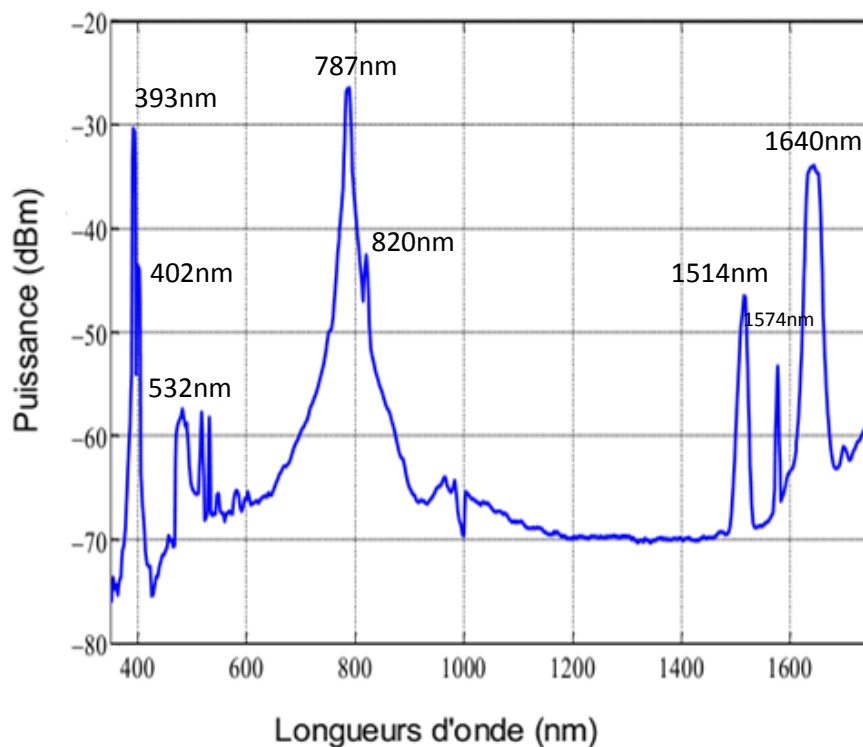


Figure.3.10. Spectre mesuré à 110 °C avec une résolution de 5 nm pour le PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm) et une énergie de pompe de 40 μJ .

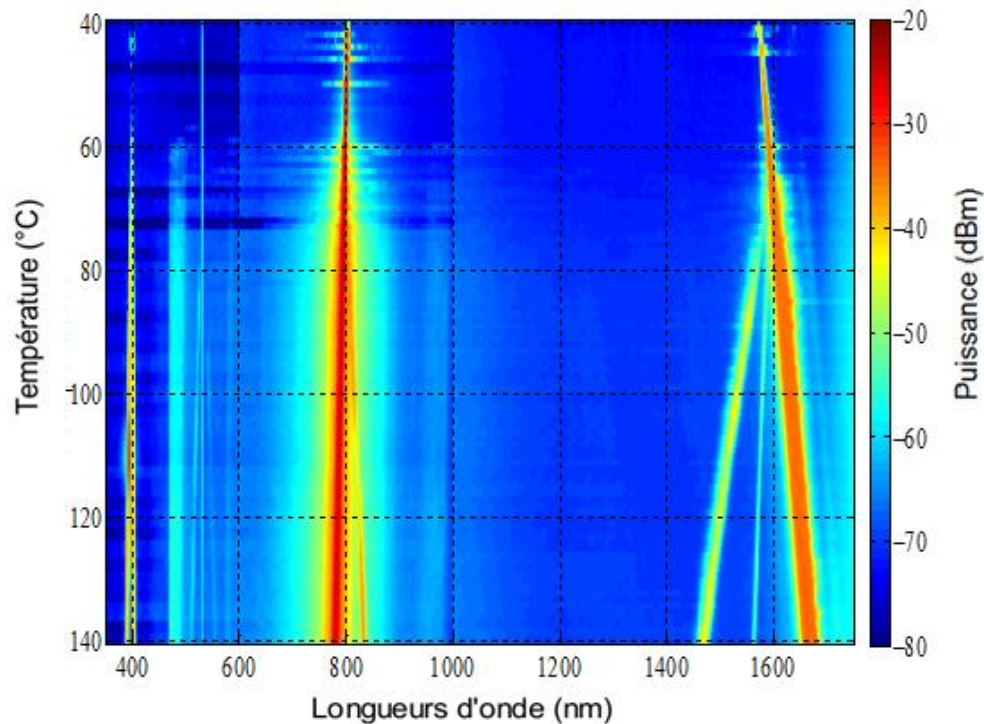


Figure.3.11. Spectres mesurés sur une plage de température de 40 °C à 140 °C. Le code de couleur représente la puissance optique de spectres.

3.5. Analyse des nouvelles longueurs d'onde générées

La figure 3.12 représente une photographie du cristal PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm) pour une longueur de pompe de $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ dans la direction colinéaire avec une énergie de pompe de 40 μJ . Un écran situé à une distance $D = 10 \text{ cm}$ du réseau, montre des tâches bleues (à 393 nm) lumineuses réparties sur une ligne verticale (figure 3.12). On observe que la tache centrale est plus lumineuse que les autres taches. Ceci est similaire à celle rapportée dans la référence [22]. Les taches latérales sont générées par la contribution des vecteurs du réseau réciproque K_{mn} dans le PPLT-2D conformément au résultat de la référence [17]. En utilisant la loi de Bragg non linéaire (Eq 2.12) nous pouvons prédire les angles walk-off pour chaque vecteur du réseau réciproque (RLV) K_{mn} en fonction de la température pour le PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm). Les angles externes de la SHG observés θ_{mn} pour ces RLV (vecteur du réseau réciproque) sont calculés à partir de l'équation (2.13). Nous concluons que pour le vecteur K_{10} l'angle de sortie est 0° , pour K_{11} , 5.4° et pour K_{12} , 7.2° avec une température $T = 110^\circ\text{C}$.

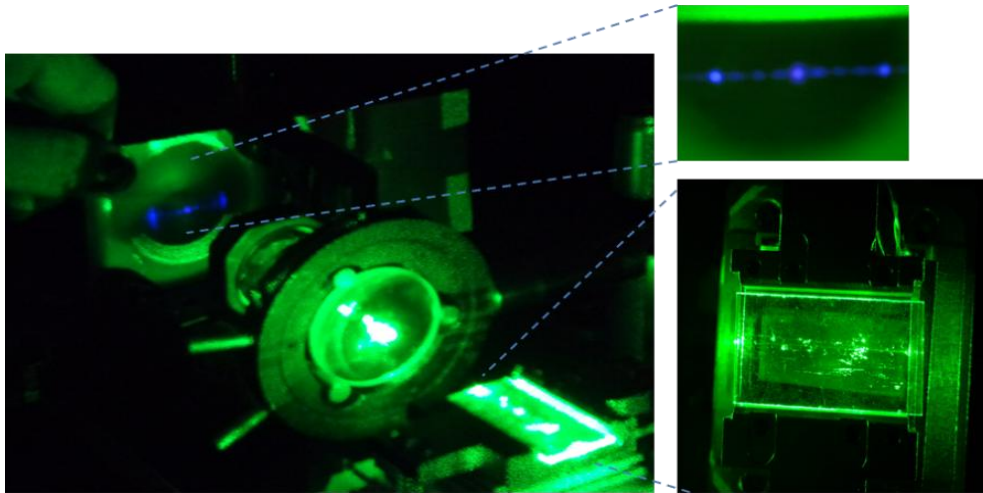


Figure.3.12. Photographies d'un cristal PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm), pompée à 532 nm.

3.5.1. Analyse du spectre des longueurs d'onde comprises entre 350 nm – 450 nm

La figure 3.13 représente les mesures du spectre de la figure 3.10 pris dans les bandes de longueurs d'onde entre 350 nm et 450 nm. On observe clairement que le pic de second harmonique SH à 393 nm est accompagné d'un autre pic à 402 nm.

Une cartographie des longueurs d'onde en fonction de la température (de 40 °C à 140 °C) permet de montrer l'évolution des longueurs d'onde en fonction de la température (figure 3.14). Nous observons que le pic à 393 nm diminue alors que le pic à 402 nm augmente en fonction de la température.

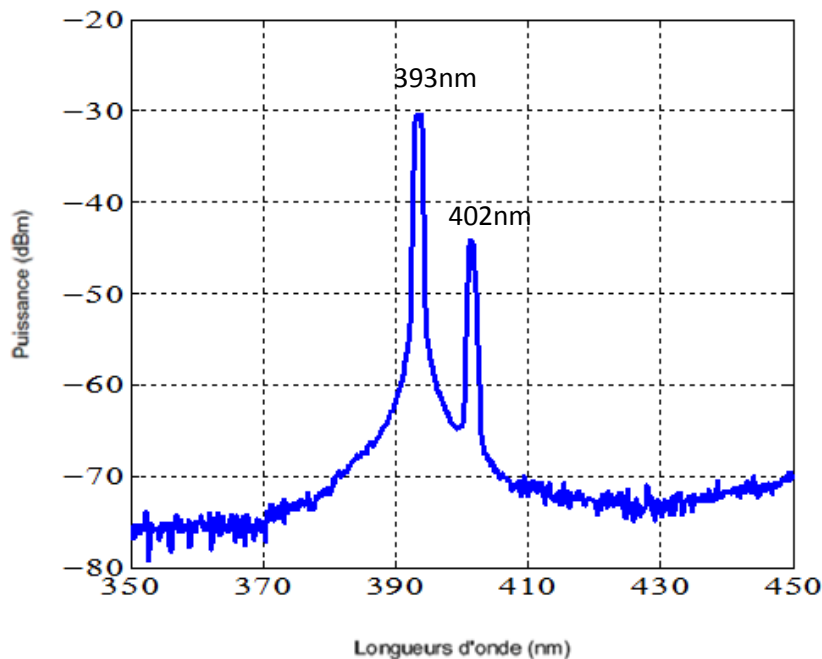


Figure.3.13. Spectre mesuré à 110°C pour le PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm) entre 350 nm et 450 nm

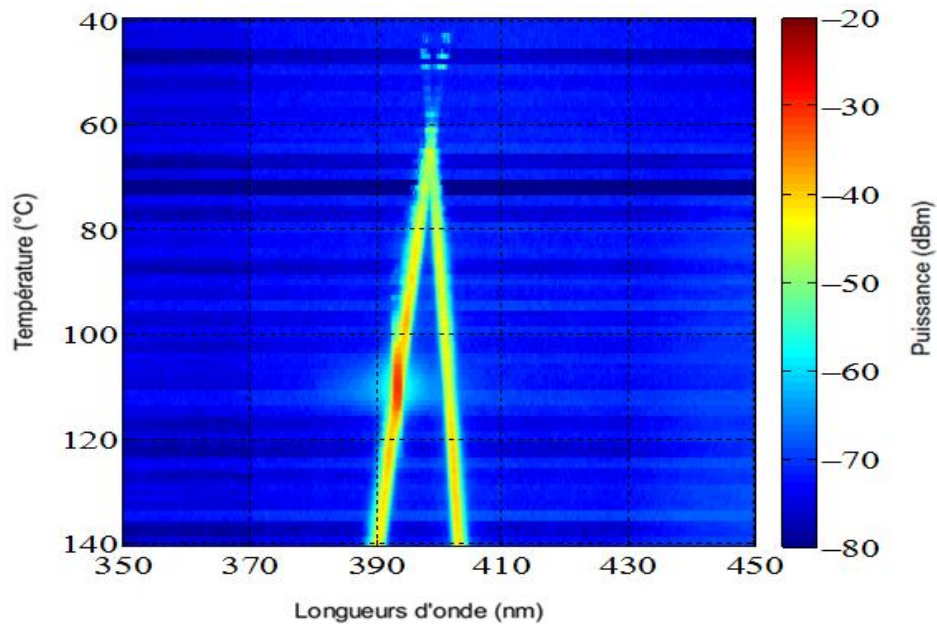


Figure. 3.14. Spectres mesurés sur une plage de température de 40°C à 140°C pour le PPLT-2D entre 350 nm et 450 nm. Le code des couleurs représente la puissance optique des spectres

Les résultats de simulation de la variation des longueurs d'onde générées dans un cristal PPLT-2D pour les pics de 393 nm et 402 nm à des températures comprises entre 40°C et 140°C dans la direction colinéaire sont représentés sur la figure 3.15. Nous observons une diminution des longueurs d'onde de second harmonique pour le pic à 393 nm et une augmentation des longueurs d'onde générées pour le pic à 402 nm en fonction de la température. Ces résultats sont en bons accords avec ceux obtenus expérimentalement. l'erreur est de 0.2 nm pour le pic généré à 402 nm et 0.3 nm pour le pic généré à 393 nm.

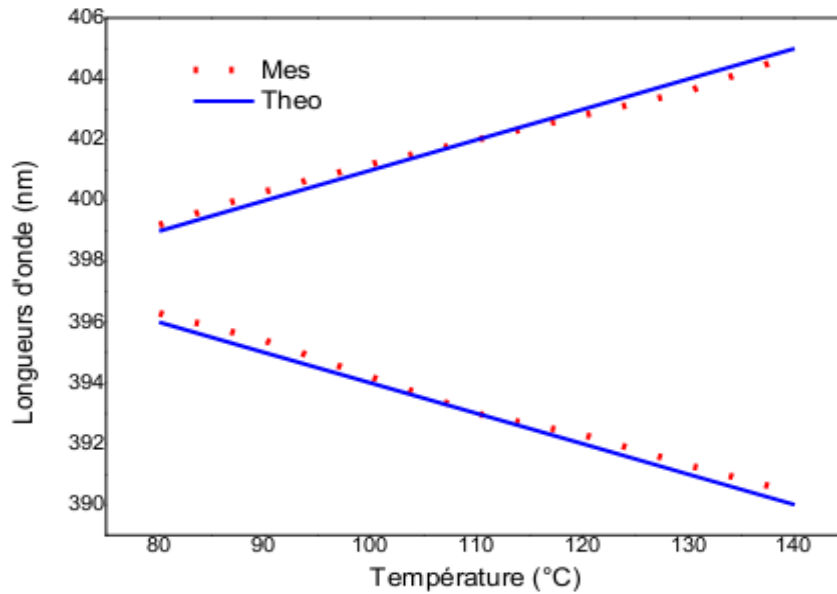


Figure 3.15. Variation des longueurs d'onde générées (SH et 402 nm) en fonction de la température pour PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm).

3.5.1.1. Génération de second harmonique (SHG)

La longueur d'onde de pic SH généré à 393 nm représente la moitié de celle du signal (787 nm). Par conséquent, le pic signal à 787 nm de puissances fortes déclenche une SHG (génération second harmonique) à 393 nm. Les valeurs des longueurs d'onde montrent que les lois de la conservation de l'énergie et d'accord de phase sont satisfaites.

La période Λ s'écrit sous la forme :

$$\Lambda = m * 2L_C = \frac{m\lambda_F}{2*(n_{2w} - n_w)} \quad (3.4)$$

Selon l'équation (3.4), nous obtenons une période de $\Lambda = 8.4 \mu\text{m}$ pour un ordre QPM $m=3$ (Tab 3.2) qui est très proche de la période de notre cristal 8,52 μm . Ceci montre que le QPM de troisième ordre ($m = 3$) contribue au SHG dans ce cas. l'erreur entre la période calculé et théorique est de 0.12 μm

Tab. 3.2. Période de PPLT-2D par le processus de SHG du signal

$\lambda_F (nm)$	$\lambda_{SH} (nm)$	m (ordre de QAP)	$\Lambda (\mu m)$
788 nm	393 nm	1	2.8 μm
788 nm	393 nm	2	5.6 μm
788 nm	393 nm	3	8.4 μm

La variation des longueurs d'onde générées (signal et SH) dans la direction colinéaire en fonction de la température est donnée sur la figure 3.16. On observe que les longueurs d'onde SH et signal décroissent avec l'augmentation de la température. En effet, La température du cristal varie entre 80°C et 140°C et les longueurs d'onde SH varient entre 396,3 nm et 390,4 nm.

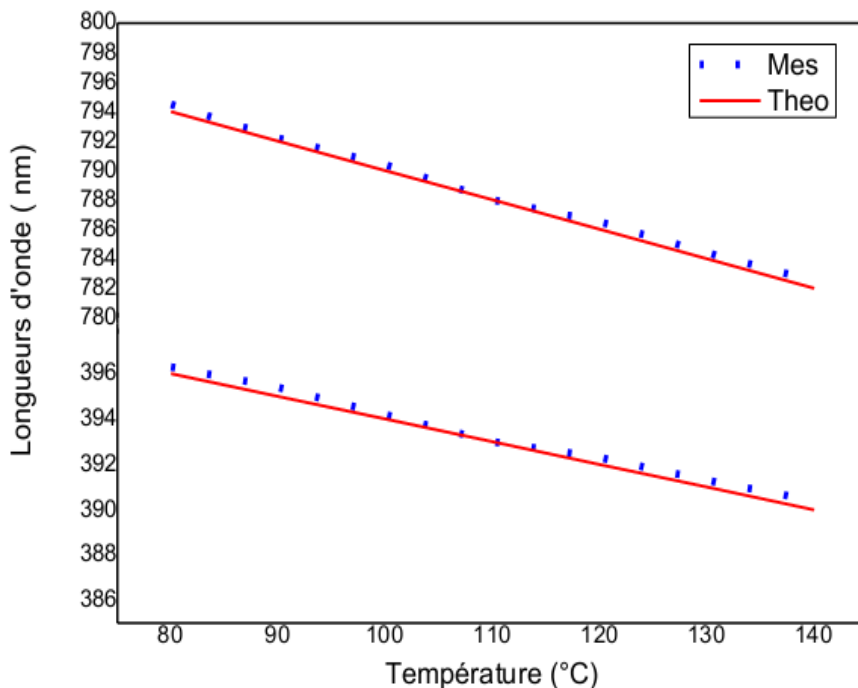


Figure. 3.16. Variation des longueurs d'onde générées (signal et SH) en fonction de la température pour 2D-PPLT (réseau carré, 8.52 μm)

Pour les expériences de la SHG (génération second harmonique), nous avons utilisé l'OSA (Analyseur de Spectre Optique) pour suivre l'évolution de l'intensité du spectre SH en fonction de la température pour PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm). La figure 3.17 montre la variation de la puissance seconde harmonique (SH) en fonction de la température. Les données expérimentales ont été ajustées par la fonction sinus cardinal.

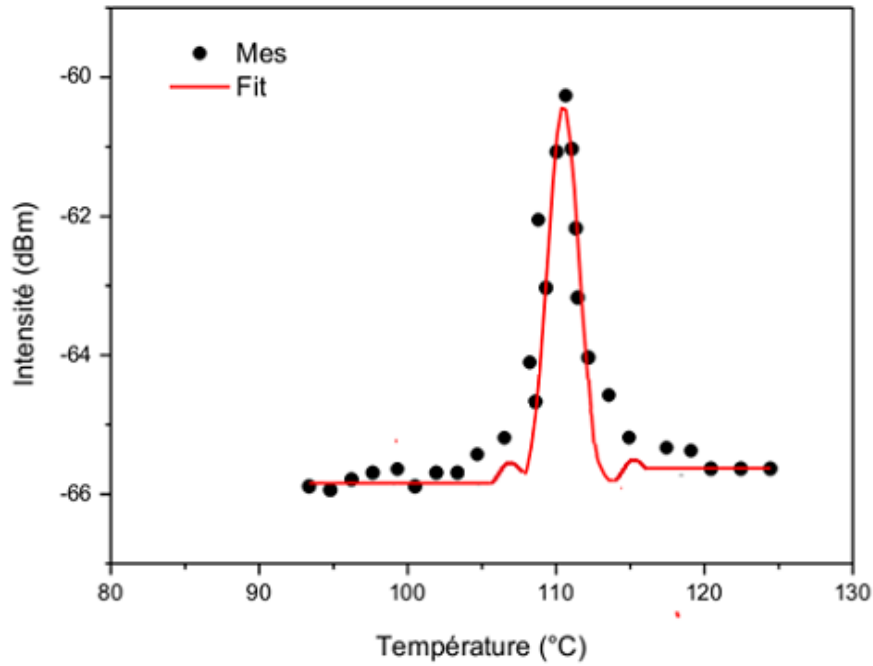


Figure. 3.17. Variation de la puissance SH en fonction de la température.

La figure 3.18 montre la variation de la puissance harmonique (SH) en fonction de la puissance fondamentale (signal) pour le PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm). La pente de cette droite dans l'échelle logarithmique est de l'ordre de 2.04, elle confirme l'interaction quadratique du processus non linéaire étudié.

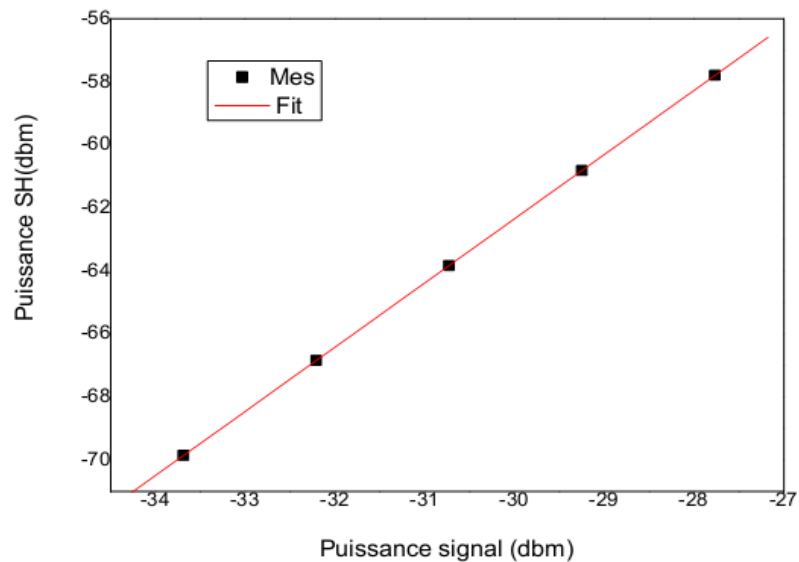


Figure. 3.18. Variation de la puissance SH en fonction de la puissance fondamentale pour PPLT-2D (réseau carré, 8,52 μm).

3.5.1.2. Génération de somme de fréquence (SFG)

Dans la figure 3.13, nous remarquons que le pic second harmonique (SH) à 393 nm est accompagné d'un autre pic à 402 nm. Il est suggéré que ce pic (402nm) soit généré par l'interaction de la pompe (532 nm) et l'idler (1640 nm). Dans ce cas, les deux ondes pompe et idler interagissent dans un processus de SFG ($\omega_p + \omega_i$) pour générer une longueur d'onde de 402 nm.

La période Λ s'écrit sous la forme :

$$\Lambda = m / \left(\frac{n(\lambda_3, T)}{\lambda_3} - \frac{n(\lambda_2, T)}{\lambda_{s2}} - \frac{n(\lambda_1, T)}{\lambda_1} \right) \quad (3.5)$$

A partir de l'équation (3.5), nous obtenons le QAP du deuxième ordre ($m=2$) avec une période de $\Lambda = 8.1 \mu\text{m}$ comme le montre le tableau 3.3. l'erreur entre la période calculé et théorique est de $0.42 \mu\text{m}$

Tab.3.3. Période de PPLT-2D par le processus de SFG

$\lambda_3(\text{nm})$	$\lambda_2(\text{nm})$	$\lambda_1(\text{nm})$	m (ordre de QAP)	$\Lambda (\mu\text{m})$
402 nm	532 nm	1640 nm	1	4 .05 μm
402 nm	532 nm	1640 nm	2	8.1 μm

La variation des longueurs d'onde générées (idler et 402 nm) dans la direction colinéaire en fonction de la température est donnée dans la figure 3.19. On observe que les longueurs d'onde augmentent en fonction de la température. La longueur d'onde de la pompe reste constante, les longueurs d'onde du pic à 402 nm et celle de l'idler à 1640 nm suivent la même allure de variation en fonction de la température. Les résultats confirment le processus SFG (génération somme de fréquence) en cascade.

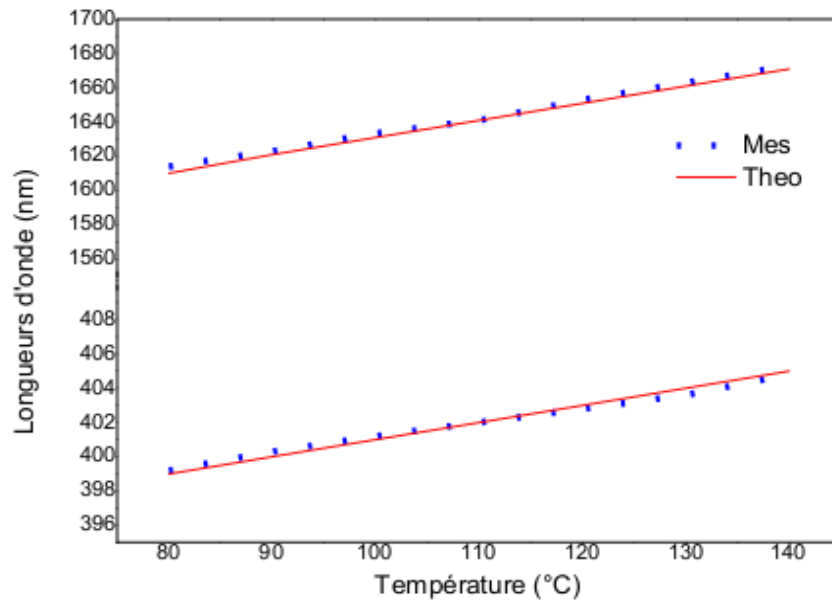


Figure 3.19. Variation des longueurs d'onde générées (Idler et le 402 nm) en fonction de la température pour 2D-PPLT (réseau carré, 8.52 μm).

3.5.2. Analyse du spectre des longueurs d'onde comprises entre 740 nm - 840 nm

La figure 3.20 représente les mesures du spectre de la figure 3.10 pris dans les bandes de longueurs d'onde entre 740 nm et 840 nm. Nous observons deux pics, le signal de l'OPG à 787 nm et un autre pic généré à 820 nm. La figure 3.21 représente une cartographie des longueurs d'onde en faisant varier la température de 40°C à 140°C pour les deux pics (Signal à 787 nm et le pic de 820 nm). Nous observons une diminution des longueurs d'onde signal et une augmentation des longueurs d'onde pour le pic généré à 820nm en fonction de la température.

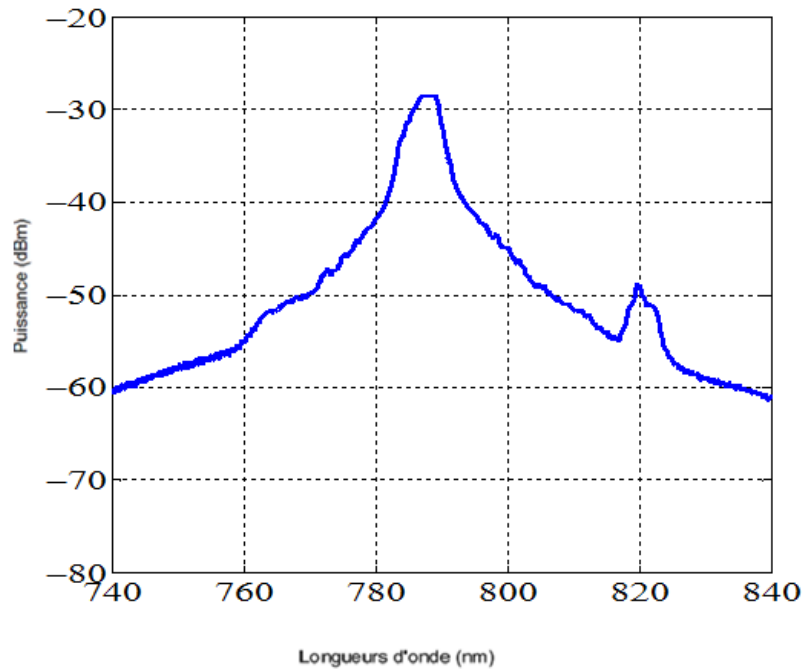


Figure.3.20. Spectre mesuré à 110°C pour le PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm) entre 740 nm et 840 nm.

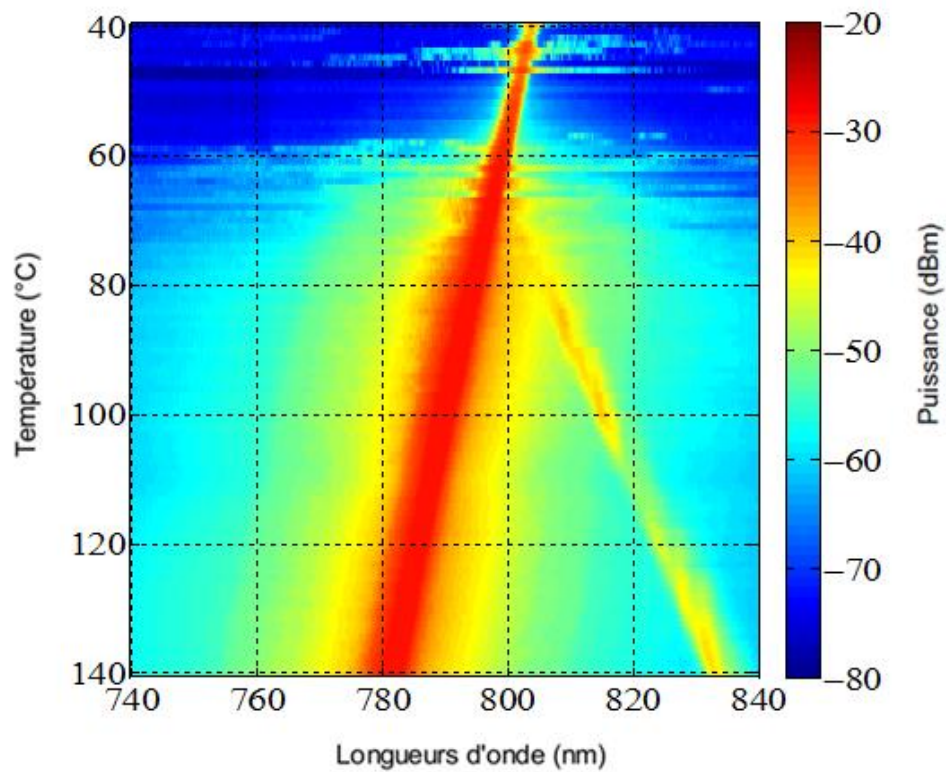


Figure. 3.21. Spectres mesurés sur une plage de température de 40°C à 140°C pour PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm) entre 740 nm et 840 nm. Le code des couleurs représente la puissance optique des spectres.

3.5.3. Analyse du spectre des longueurs d'onde comprises entre 1490 nm-1690 nm

La figure 3.22 représente les mesures du spectre de la figure 3.10 pris dans les bandes de longueurs d'onde entre 1490 nm et 1690 nm. Nous observons trois longueurs d'onde, l'idler de l'OPG à 1640nm et deux autres pics à 1514 nm et à 1574 nm.

La figure 3.23 est une cartographie des longueurs d'onde obtenue par variation de la température de 40°C à 140°C. Nous remarquons que les longueurs d'onde idler (1640 nm) augmentent tandis que les longueurs d'onde des pics 1514 nm et 1574 nm diminuent avec l'augmentation de la de la température.

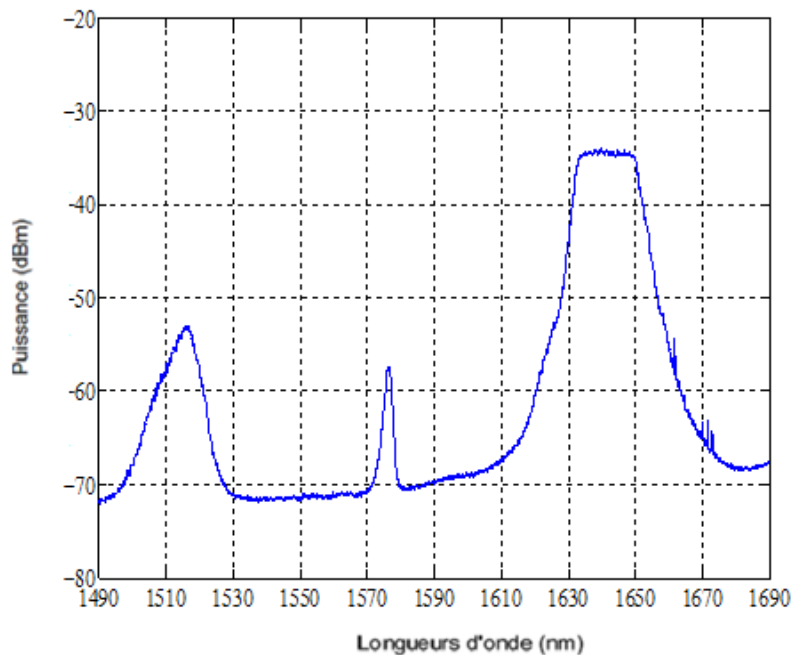


Figure.3.22. Spectre mesuré à 110°C pour le PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm) entre 1490 nm et 1690 nm

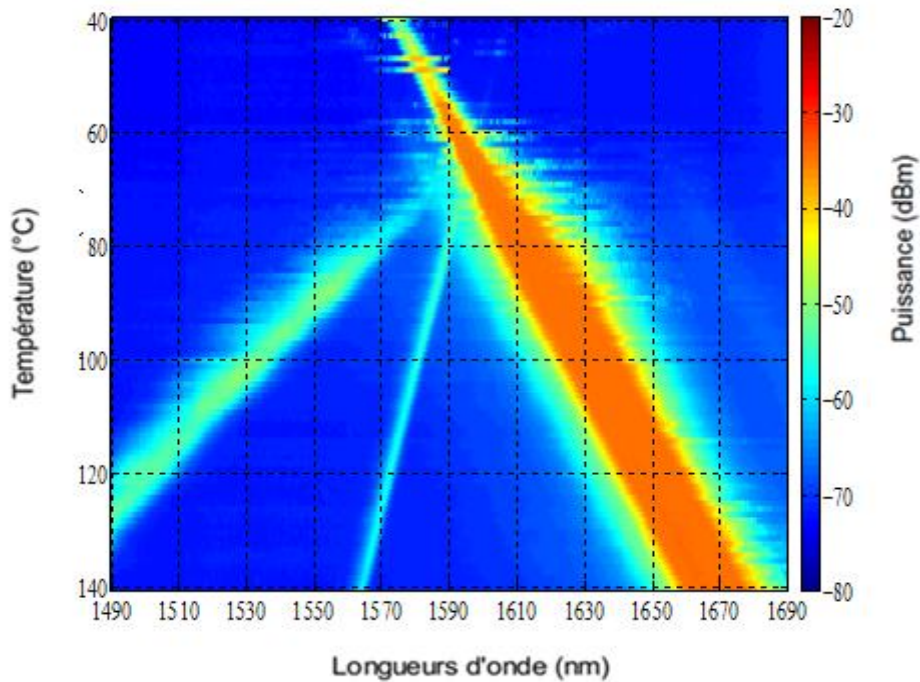


Fig. 3.23. Spectres mesurés sur une plage de température de 40°C à 140°C pour PPLT-2D (réseau carré, 8.52 μm) entre 1490 nm et 1690 nm. Le code des couleurs représente la puissance optique des spectres.

Les processus non linéaires impliqués dans la génération multi-longueur d'onde sont la génération paramétrique optique (OPG), la génération de second harmonique (SHG) et la génération de somme de fréquence (SFG).

Le premier processus non-linéaire qui apparaît est l'OPG pour le signal à 787 nm (λ_s) et l'idler à 1640 nm (λ_i) avec une période 8.51 μm pour un ordre QPM $m = 1$. Les pics d'OPG de puissances fortes déclenchent une SHG de 787 nm à 393 nm avec une période 8.4 μm pour un ordre QPM $m = 3$ dans un processus en cascade. Le pic (402 nm) soit généré par l'interaction de la pompe (532 nm) et l'idler (1640 nm) avec une période 8.1 μm pour un ordre QPM $m = 2$. Nous allons dans ce qui suit étudier les trois pics restants: 820 nm, 1514 nm et 1574 nm.

3.6. Analyse des longueurs d'onde 820 nm, 1514 nm et 1574 nm

3.6.1. Analyse des longueurs d'onde par de nouvelles OPG (Approche 1)

Dans une première approche, à partir d'équations (3.1) et (3.2), deux autres processus d'OPG peuvent être responsables des pics 820 nm, 1514 nm et 1574 nm. Par exemple, la somme des fréquences de 820 nm et 1514 nm conduit à celle de la pompe à 532 nm. Pour ce processus, le QPM reçoit une période de 8,38 μm , ce qui est proche de la période du cristal. l'erreur entre la période calculé et théorique est de 0.14 μm

Par conséquent, on suppose qu'un autre deuxième processus OPG est impliqué pour ces longueurs d'onde avec 820 nm pour le signal et 1514 nm pour l'idler.

On peut aussi suggérer que la pompe est impliquée dans un troisième processus OPG avec 803 nm pour le signal et 1574 nm pour l'idler. Dans ce cas, la période QPM est calculée à 8,4 μm ce qui est très proche de celui du cristal. Le pic à 803 nm est présent dans le spectre mais noyé dans la grande largeur de ligne du signal de la figure 3.10. l'erreur entre la période calculé et théorique est de 0.12 μm

Nous résumons dans le tableau (3.4), les longueurs d'onde relatives aux deuxième processus OPG2 (820 nm et 1514 nm) et celle relatives à la troisième interaction OPG3 (803 nm et 1574 nm). Notons que le pic à 803 nm n'apparaît pas sur la figure 3.10 en raison de la grande largeur du signal à 787 nm.

Tab. 3.4. Période de PPLT-2D par le processus d'OPG

$\lambda_p(\text{nm})$	$\lambda_s(\text{nm})$	$\lambda_i(\text{nm})$	Interaction	m (ordre de QAP)	Λ (μm)
532 nm	787 nm	1640 nm	OPG1	1	8.51 μm
532 nm	820 nm	1514 nm	OPG2	1	8.38 μm
532 nm	803 nm	1574 nm	OPG3	1	8.42 μm

3.6.1.1. Variation de longueurs d'onde en fonction de la température

La variation des longueurs d'onde générées des nouvelles OPGs (OPG2 et OPG3) avec les longueurs d'onde d'OPG1 pour 8,51 μm en fonction de la température est représentée dans la figure 3.24. Nous observons sur la figure 3.6 un bon accord entre les données mesurées et simulées pour OPG1 avec une période de 8.51 μm . Cependant, aucun accord ne peut être trouvé pour les deux nouvelles OPGs. L'évolution des longueurs d'onde pour ces nouvelles OPGs est opposée à celle du signal et de l'idler pour le premier OPG1. Bien que la condition QPM soit satisfaite dans les deux cas, les variations des longueurs d'onde en fonction de la température obtenues numériquement et expérimentalement ne sont pas en accord. Il est à noter que les résultats de l'approche 1 n'expliquent pas les processus OPG secondaires à des périodes QPM particulières.

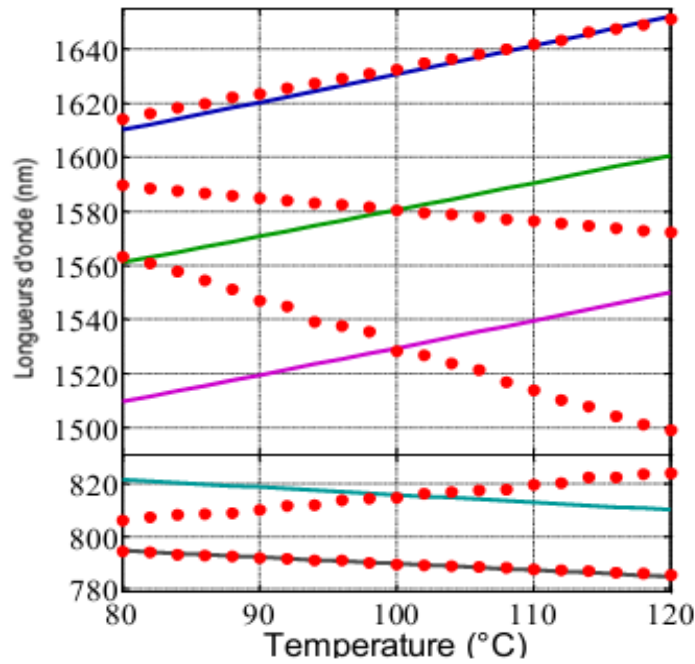


Figure.3.24. Processus d'OPG en fonction de la température pour des périodes de QPM de 8,3 μm , 8,4 μm et 8,51 μm . (Les lignes pointillées : mesures expérimentales et les lignes pleines : simulations).

3.6.2. Analyse des longueurs d'onde par l'approche 2

Nous avons mentionné dans le paragraphe (3.4.3) que les pics (820 nm, 1514 nm et 1574 nm) peuvent provenir d'un processus SHG (génération seconde harmonique) de 1640 nm pour 820 nm ($\lambda_i/2$), un processus DFG (génération différence de fréquence) de 787 nm et 1640 nm pour 1514 nm ($\omega_s - \omega_i$) et un processus de conversion vers le bas (Down-conversion) de 787 nm pour 1574 nm ($2\lambda_s$). Dans cette approche, on remarque que le signal et l'idler sont impliqués dans la génération de ces pics.

3.6.2.1. Génération de second harmonique (SHG)

Il est suggéré que le pic à 820 nm est généré à partir de l'idler (1640 nm) dans un processus SHG (génération de seconde harmonique).

A partir de l'équation (3.4), la période de QAP obtenue $\Lambda = 21\mu\text{m}$ pour $m = 1$ qui est trop grande par rapport à celle du réseau (Tab.3.5).

Tab. 3.5. Période de PPLT-2D par le processus de SHG de l'idler

$\lambda_F(\text{nm})$	$\lambda_{SH}(\text{nm})$	m (ordre de QAP)	Pas (μm)
1640 nm	820 nm	1	21 μm

3.6.2.2. Génération de différence de fréquence (DFG)

Il est suggéré que le pic à 1514 nm soit généré par l'interaction de signal à 787 nm et l'idler à 1640 nm dans un processus DFG (génération différence de fréquence).

La période dans le cas de DFG est donnée par :

$$\Lambda = m / \left(\frac{n(\lambda_1, T)}{\lambda_2} - \frac{n(\lambda_2, T)}{\lambda_1} - \frac{n(\lambda_3, T)}{\lambda_3} \right) \quad (3.6)$$

A partir de l'équation (3.6), nous obtenons la période de QAP $\Lambda = 21 \mu\text{m}$ pour un ordre $m=1$ qui est également trop grande.

Tab. 3.6. Période de PPLT-2D par le processus de DFG

$\lambda_3(\text{nm})$	$\lambda_2(\text{nm})$	$\lambda_1(\text{nm})$	m (ordre de QAP)	$\Lambda (\mu\text{m})$
1514 nm	1640 nm	787nm	1	21 μm

3.6.2.3. Génération vers le bas (Down conversion)

Le pic de 1574 nm est obtenu par le signal à partir de la génération vers le bas (Down conversion). La période de QAP obtenue $\Lambda = 21 \mu\text{m}$ pour $m=1$ qui est trop grande par rapport à la période du réseau (Tab.3.7).

Tab. 3.7. Période de PPLT-2D par le processus de conversion vers le bas

$\lambda_3(\text{nm})$	$\lambda_2(\text{nm})$	m (ordre de QAP)	$\Lambda (\mu\text{m})$
1574 nm	787 nm	1	21 μm

3.6.2.4. Variation des longueurs d'onde en fonction de la température

La variation des longueurs d'onde en fonction de la température pour les SHG, DFG et la conversion vers le bas sont représentées sur la figure 3.25. Les résultats de simulations sont en bons accords avec ceux obtenus expérimentalement. Cependant, le QPM n'est pas respecté car la période QPM doit être d'environ 21 μm .

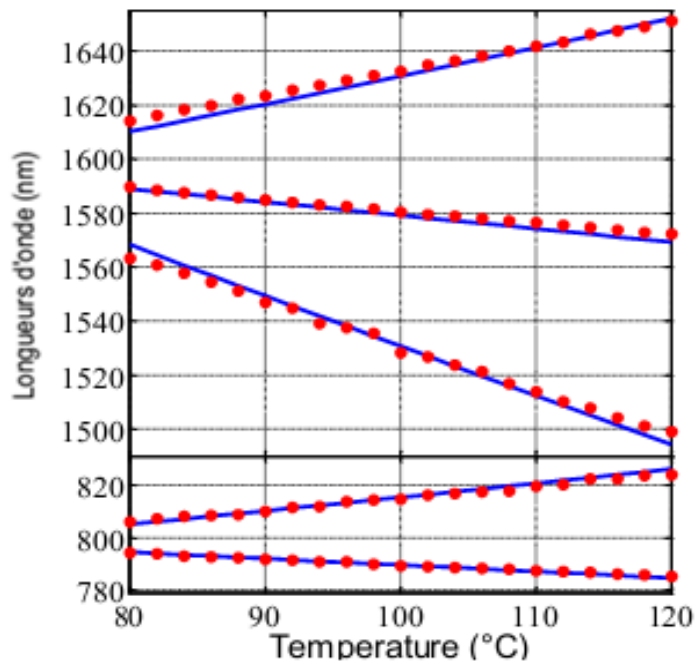


Figure.3.25. Comportements de dépendance à la température pour les SHG, DFG et la conversion vers le bas. Les lignes pointillées sont les mesures expérimentales et les lignes bleues sont les simulations.

La figure 3.26 représente les processus optique non-linéaire en cascade. La pompe déclenche d'abord un processus OPG qui génère le signal et l'idler. Par la suite, ils sont impliqués dans la génération de deux SHG, DFG et SFG dans le premier processus en cascade. Dans le deuxième processus en cascade, deux pics générés dans le premier processus en cascade impliquent un nouveau processus SFG et un processus THG. On peut attendre de notre analyse QPM qu'il existe d'autres processus non linéaires en cascade avec une puissance de pompage plus élevée.

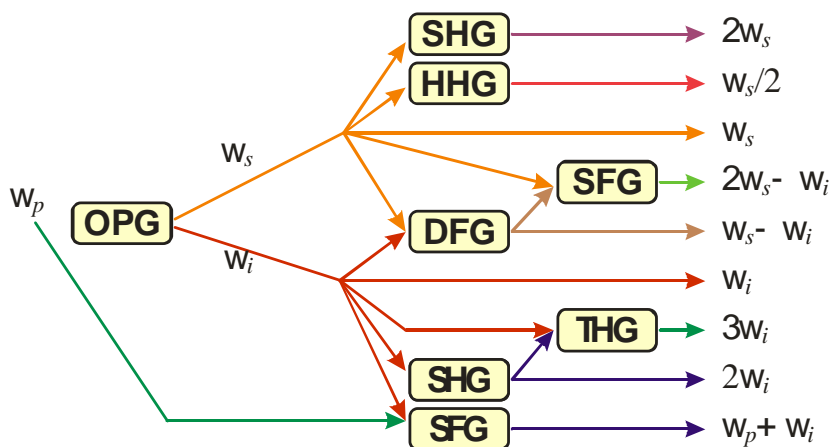


Figure.3.26.Processus optique non-linéaire en cascade.

3.6.3. Analyse de l'indice de réfraction en fonction de la température

Les figures 3.27 et 3.28 représentent l'évolution des indices de réfraction des signaux (787 nm, 803 nm et 820 nm) et des idlers (1514 nm, 1574 nm, 1640 nm) dans la gamme de température 80°C - 120°C. Comme on peut le remarquer sur les figures, les indices de réfraction varient presque linéairement avec les mêmes pentes. Cela signifie que les OPG secondaires doivent suivre la même direction d'accord en fonction de la température: la longueur d'onde du signal diminue et la longueur d'onde de l'idler augmente avec l'accroissement de la température.

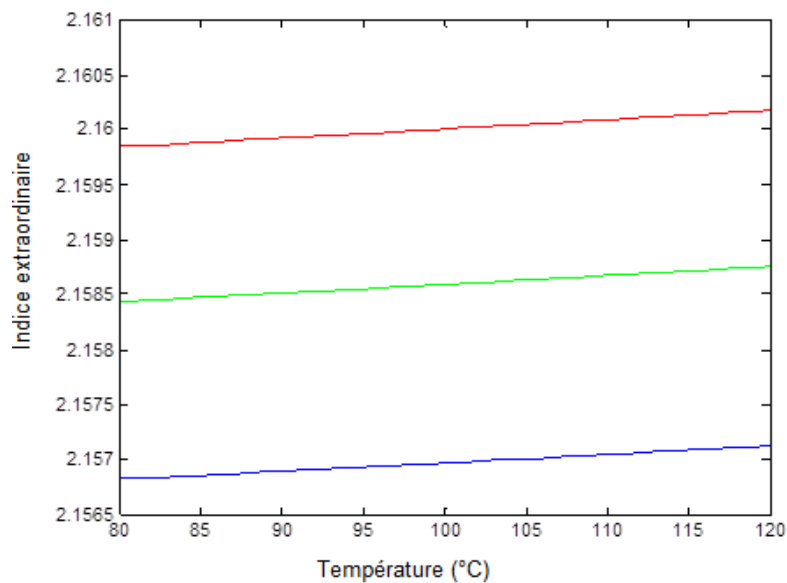


Figure.3.27. Variation de l'indice de réfraction des signaux: 787 nm, 803 nm, 820 nm de 80°C à 120°C.

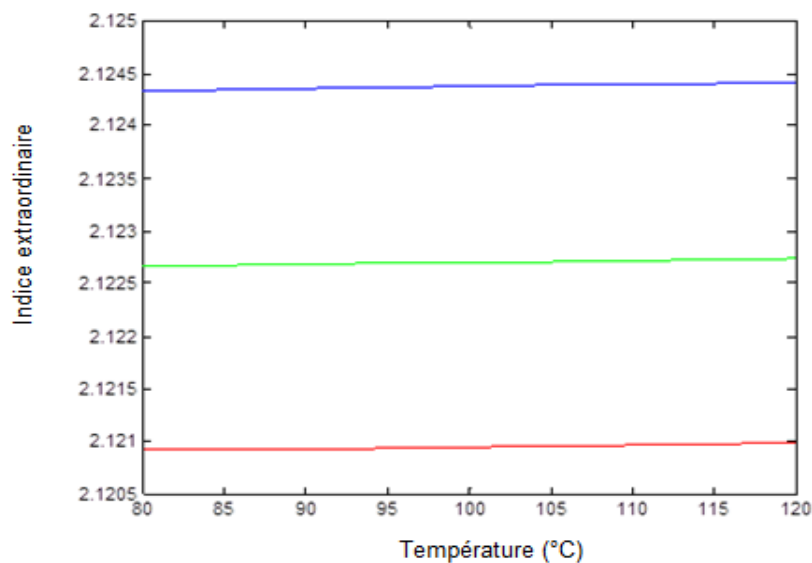


Figure.3.28. Variation de l'indice de réfraction des idlers 1514 nm, 1574 nm, 1640 nm de 80°C à 120°C.

3.6.4. Explication

Afin d'expliquer la génération des longueurs d'onde 820 nm, 1514 nm et 1574 nm, nous avons étudié deux approches : une approche avec deux nouvelles OPGs (approche 1) et une autre approche avec SHG, DFG et conversion vers le bas (approche 2).

Dans l'approche 1, le QPM est satisfait au tour de 8,5 μm . On peut suggérer que ces longueurs d'ondes sont issues de deux nouvelles OPGs. Le comportement du premier OPG1 correspond parfaitement à celui de la simulation, alors que le comportement des deux nouvelles OPGs ne correspond pas à celui de la simulation. En effet, l'évolution des longueurs d'onde pour ces nouvelles OPGs est opposée à celle du signal et de l'idler pour le premier OPG. Nous avons également étudié l'évolution des indices de réfraction pour ces longueurs d'onde dans la gamme de température 80°C -120 °C. La tendance des indices en fonction de la température est la même que celle du signal et de l'idler du premier OPG. De ce fait, cette approche ne peut pas expliquer le comportement des longueurs d'onde en fonction de la température.

Dans l'approche 2, l'étude théorique et expérimentale des longueurs d'onde en fonction de la température a révélé un même comportement, malgré la valeur de la période de QPM calculée (21 μm) qui s'est avérée beaucoup plus importante que celle relative au réseau du cristal (8,5 μm).

Le processus OPG est issu en principe du bruit quantique. Durant ce processus, la loi de conservation d'énergie et la condition de l'accord de phase sont satisfaites. Les photons mis en jeu, absorbent l'énergie de la pompe pour s'amplifier et deviennent aussi dominants.

Dans l'approche 2, la loi de conservation d'énergie est satisfaite. Malgré le désaccord de phase, nous pouvons considérer que quelques photons ont été générés et ainsi, parviennent à stimuler les deux nouvelles OPGs qui satisfaites les deux conditions. De ce fait, les OPGs sont stimulées par les photons générés dans l'approche 2, ainsi le comportement des OPGs avec la température suit le comportement de l'approche 2.

3.7. Etude des longueurs d'onde générées en fonction de la puissance

La figure 3.29 est une cartographie mesurée dans une plage des longueurs d'onde allant de 350 nm à 1750 nm du cristal PPLT-2D (réseau carré, 8,52 μm) à une température de 110°C pompée à 532 nm dans la direction colinéaire ($\theta_p = 0^\circ$) en variant l'énergie de pompe de 7 μJ à 37 μJ . Sur cette figure, nous observons clairement l'évolution des longueurs d'onde en fonction de l'énergie. Dans un premier temps, nous remarquons l'apparition des pics signal et idler avec des fortes puissances. En effet, le pic SHG à 393 nm commence à apparaître clairement à 10 μJ (70 MW / cm^2). Pour une énergie de 15 μJ (106 MW / cm^2), les pics à 1514 nm et 1574 nm apparaît clairement avec des faible puissance.

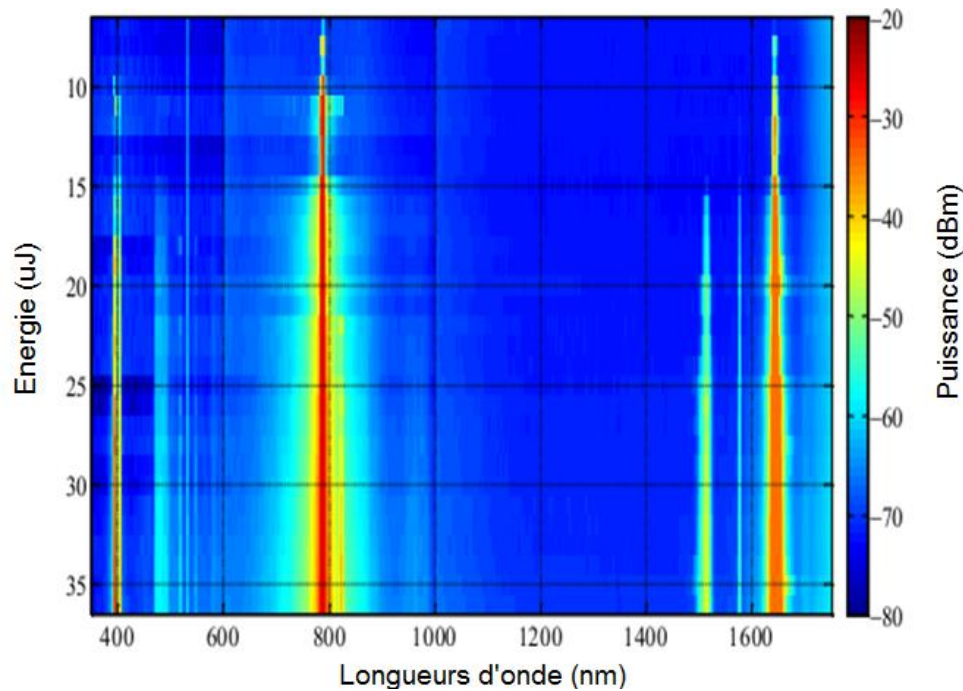


Figure. 3.29. Carte énergétique de 7µJ (49 MW / cm²) à 37µJ (261 MW / cm²). Le code des couleurs représente la puissance optique des spectres.

3.8. Etude des longueurs d'onde générées en fonction de l'angle

La figure 3.30, illustre une cartographie mesurée dans la gamme de longueur d'onde allant de 350 nm à 1750 nm du cristal PPLT-2D (réseau carré 8,52 µm) à une température de 110°C en faisant varier l'angle de -8° à 8°.

Cette figure représente l'évolution des longueurs d'onde en fonction de l'angle. Nous remarquons que pour une position angulaire donnée, plusieurs longueurs d'onde peuvent être générées en raison du nombre de vecteurs du réseau réciproque impliqués dans l'accord de phase. Nous constatons également que les courbes d'accord de phase dues à des vecteurs du réseau différents peuvent se couper pour une longueur d'onde particulière.

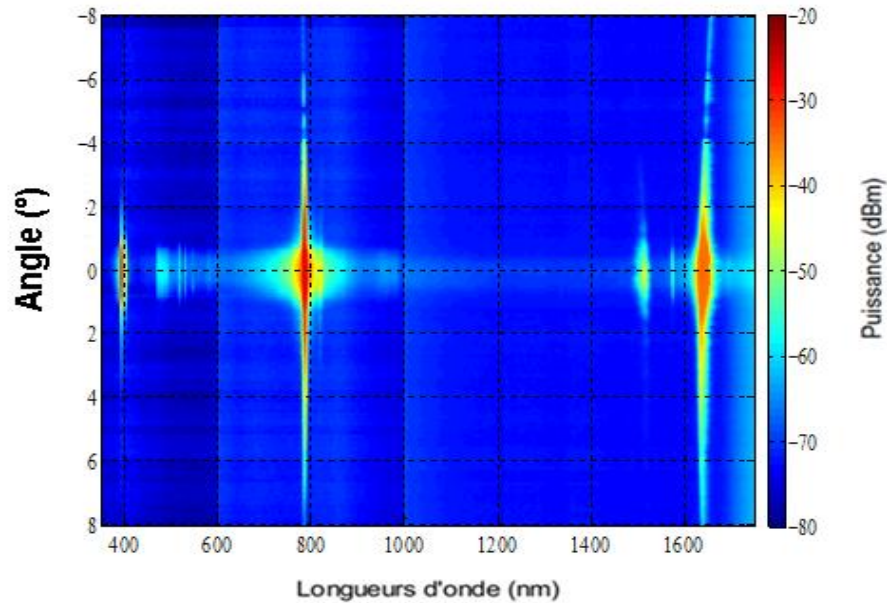


Figure. 3.30. Spectres mesurés sur une plage de l'angle de -8° à 8° . Le code des couleurs représente la puissance optique des spectres.

3.9. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré la génération de multi-longueur d'onde en cascade dans un PPLT-2D avec un réseau carré. Dans un premier temps, la génération paramétrique optique (OPG) est obtenue en utilisant un faisceau pompe de 532 nm. L'OPG déclenche par la suite la génération de seconde harmonique (SHG) et la génération de somme de fréquences (SFG). Ces processus sont achevés par un quasi-accord de phase en configuration colinéaire. Nous avons étudié également l'accordabilité des longueurs d'onde générées par une variation de température. L'étude théorique de la condition de quasi accord de phase (QAP) confirme les résultats expérimentaux. Par la suite, nous avons étudié deux approches : une approche avec deux nouvelles OPGs (approche 1) et une autre approche avec la génération seconde harmonique (SHG), la génération de différence de fréquence (DFG), et la conversion vers le bas (approche 2). Pour le cas de l'approche 1, le QPM est satisfait autour de $8,5 \mu\text{m}$. Dans ce cas, le comportement du premier OPG1 correspond parfaitement à celui déduit, mais le comportement avec les deux nouvelles OPG s'accord pas au comportement étudié théoriquement. Dans l'approche 2, la loi de conservation d'énergie est satisfaite malgré le désaccord de phase. Puisque ces processus sont stimulés par des photons, le comportement des OPGs avec la température suit plutôt le comportement de l'approche 2. Il serait intéressant de poursuivre cette étude afin d'apporter une explication plus pertinente à ces phénomènes non linéaires.

Bibliographie

- [1] S. C. Kumar, G. K. Samanta, and M. Ebrahim-Zadeh, "High-power, single-frequency, continuous-wave second-harmonic-generation of ytterbium fiber laser in ppktp and mgo :spplt," *Optics Express*, vol. 17, p. 13711, 2009.
- [2] S. C. Kumar, G. K. Samanta, K. Devi, and M. Ebrahim-Zadeh, "High efficiency, multicrystal, single-pass, continuous-wave second harmonic generation," *Optics Express*, vol. 19, p. 11152, 2011.
- [3] T. Kim, Y. M. Yu, O. Jeon, J. H. Ro, M. Cha, and J. Ro, "Effect of lithium compensation on uv-vis and ir absorption spectra in linbo3 crystals," *J. Korean Phys. Soc.*, vol. 41, p. 390, 2002.
- [4] T. Volk, N. Rubinina, and M. Wohlecke, "Optical-damage-resistant impurities in lithium niobate," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, no. 9, p. 1681, 1994.
- [5] T.R.Volk and Wohlecke, "Optical damage resistance in lithium niobate crystals," *Ferroelectrics Review*, vol. 1, pp. 195–262, 1998.
- [6] L. Huang, D. Hui, D. J. Bamford, S. J. Field, I. Mnushkina, L. E. Myers, and J. V. Kayser, "Periodic poling of magnesium-oxide-doped stoichiometric lithium niobate grown by the top-seeded solution method," *Appl. Phys. B*, vol. 72, p. 301, 2001.
- [7] V. Tovstonog, S. Kurimura, and K. Kitamura, "High power continuous-wave green light generation by quasiphase matching in mg stoichiometric lithium tantalate," *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 5, p. 051115, 2007.
- [8] N. E. Yu, S. Kurimura, Y. Nomura, M. Nakamura, K. Kitamura, Y. Takada, J. Sakuma, and T. Sumiyoshi, "Efficient optical parametric oscillation based on periodically poled 1 mol mgo-doped stoichiometric litaO₃," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, p. 5134, 2004.
- [9] 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.
- [10] [1] V. Berger, "Nonlinear Photonic Crystals," *Phys. Rev. Lett.* 81, 4136–4139, 1998.
- [11] A. Arie, N. Habshoosh, and A. Bahabad, "Quasi phase matching in two-dimensional nonlinear photonic crystals," *Opt. Quant. Electron.* 39, 361–375, 2007.

[12] M. Levenius, V. Pasiskevicius, and K. Gallo, "Angular degrees of freedom in twin-beam parametric down-conversion", *Appl. Phys. Lett.*, 101, 121114, 2012.

[13] L.-H. Peng and C.-C. Hsu, "Wavelength tunability of second-harmonic generation from two-dimensional $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystals with a tetragonal lattice structure," *Appl. Phys. Lett.* 84, pp. 3250–3252, 2004.

[14] M. Levenius, V. Pasiskevicius, and K. Gallo, "Cascaded up-conversion of twin-beam OPG in nonlinear photonic crystals", *Conference on Lasers Electro-Optics Europe International Quantum Electronics, Conference CLEO EUROPE/IQEC*, 2013.

[15] B. Vincent, A. Boudrioua, R. Kremer, and P. Moretti, "Second harmonic generation in helium-implanted periodically poled lithium niobate planar waveguides", *Opt. Commun.* 247 (4-6), 461–469, 2005.

[16] B. Vincent, R. Kremer, A. Boudrioua, P. Moretti, Y. C. Zhang, C. Hsu, and L. H. Peng, "Green light generation in a periodically poled Zn-doped LiNbO₃ planar waveguide fabricated by He⁺ implantation", *Appl. Phys. B* 89(2-3), 235–239, 2007.

[17] Q. Ripault, M. W. Lee, F. Mérique, T. Touam, B. Courtois, E. Ntsoenzok, L.-H. Peng, A. Fischer, and A. Boudrioua, "Investigation of a planar optical waveguide in 2D PPLN using Helium implantation technique", *Vol. 21, No. 6 / Optics Express*, 25 March 2013.

[18] M. Lazoul, A. Boudrioua, L. M. Simohamed, A. Fischer, and L-H. Peng, "Simultaneous collinear and non-collinear parametric generation in 1D single grating periodically poled lithium tantalite", *Appl. Phys. B*, 2013.

[19] 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", *Optics Letters / Vol. 38, No. 19 / October 1, 2013*.

[20] H. Chikh-Touami, R. Kremer, H-J. Lee, M. Won Lee, L-H. Peng and A. Boudrioua, "Experimental investigation of optical parametric generation enhancement in nonlinear photonic crystal of LiTaO₃", *J. Opt.* 19 (2017) 065503 (4pp), 2017.

[21] A. Bruner, D. Eger, M. B. Oron, P. Blau, M. Katz, and S. Ruschin, "Temperature-dependent Sellmeier equation for the refractive index of stoichiometric lithium tantalate," *Opt. Lett.* 28, 194–196, 2003.

[22] C.-M. Lai, I.-N. Hu, Y.-Y. Lai, Z.-X. Huang, L.-H. Peng, A. Boudrioua, and A.-H. Kung, "Upconversion blue laser by intracavity frequency self-doubling of periodically poled lithium tantalate parametric oscillator," *Opt. Lett.* 35, 160–162, 2010.

Conclusion générale

Conclusion Générale

Les objectifs des travaux de cette thèse, visent à l'étude des sources de lumière cohérentes capables d'émettre une large gamme de longueurs d'onde. Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés à la génération paramétrique optique multilongueurs d'onde dans les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions. Ces structures photoniques offrent la simplicité et la flexibilité nécessaires pour générer de nombreuses longueurs d'onde comprises dans la gamme de transparence du matériau non linéaire.

Nous avons tenu à consacrer le premier chapitre à la présentation des outils théoriques nécessaires à la compréhension des différents travaux expérimentaux réalisés dans le cadre de cette étude. Nous avons rappelé les lois fondamentales de l'optique non linéaire quadratique, la génération paramétrique optique et les techniques d'accord de phase. Nous avons étudié également les structures périodiquement polarisées de type LN (Niobate de Lithium) et LT (Tantalate de Lithium) et les différents types de réseaux photoniques ainsi que leurs effets sur les performances du cristal photonique

Dans le second chapitre, des simulations ont été réalisées dans le but de déterminer les paramètres optimaux à savoir la période, le rapport cyclique du réseau et l'influence de la température du cristal. Nous avons présenté les résultats numériques de la génération paramétrique optique large bande (OPG-2D) à deux dimensions pour le PPLT-2D et le PPLN-2D dans deux types de réseaux (carré et hexagonal). Nous avons ainsi pu définir les différents paramètres du cristal photonique agissant sur les conditions d'accord de phase pour générer toute longueur d'onde contenue dans la gamme de transparence du matériau. Une décroissance de la variation de longueurs d'onde signal à été observée pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ en fonction de la température pour les deux cristaux PPLN et PPLT-2D. Notons que la valeur de longueur d'onde signal est maximale pour K_{10} par rapport aux deux autres vecteurs de réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ du fait que le faisceau de la pompe et celui du signal sont colinéaires. Les résultats de simulations montrent qu'il est possible de réaliser des sources capables d'émettre une large gamme de longueurs d'onde pour les vecteurs du réseau réciproque K_{10} , $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$ dans le cristal PPLT et PPLN-2D pour les deux types de réseau avec un pas de $8.52 \mu\text{m}$. L'analyse et la discussion des différents résultats ont permis de conclure que l'angle d'incidence agit sur les conditions d'accord de phase pour générer toutes les longueurs d'onde contenue dans la gamme de transparence du matériau. Le cristal PPLT-2D permet d'avoir des plages de longueurs d'onde du signal plus larges par rapport au cristal PPLN-2D. En effet, les courbes

de simulation ont montré, des longueurs d'onde large bande qui tendent à se stabiliser vers une valeur constante pour les vecteurs du réseau réciproque $K_{1\pm 1}$ et $K_{1\pm 2}$.

Nous avons, au cours de ce travail, utilisé un banc expérimental de caractérisation de la génération paramétrique optique multilongueurs d'onde dans les cristaux photoniques non linéaires à une dimension de tantalate de lithium (PPLT-2D). Nous avons étudié la génération paramétrique optique colinéaire dans le PPLT-2D. Nous avons démontré la génération multilongueur d'onde dans un PPLT-2D de réseau carré avec un pas de $8.52 \mu\text{m}$. Dans un premier temps, la génération paramétrique optique (OPG) est obtenue en utilisant un faisceau pompe de 532 nm avec le signal à 787 nm et l'idler à 1640 nm pour une période $8.51 \mu\text{m}$. L'OPG déclenche par la suite la génération de second harmonique de 787 nm à 393 nm avec une période de $8.4 \mu\text{m}$ pour un ordre QPM $m = 3$. Le pic (402 nm) est généré par l'interaction de la pompe (532 nm) et l'idler (1640 nm) avec une période $8.1 \mu\text{m}$ pour un ordre QPM $m=2$. Ces processus sont achevés par un quasi-accord de phase en configuration colinéaire. Par la suite, nous avons étudié l'accordabilité des longueurs d'onde générées par une variation de température. Il a été observé que les prédictions de nos simulations sont très proches des résultats expérimentaux obtenus.

La caractérisation expérimentale a montré une génération paramétrique multilongueurs d'onde non colinéaire, où les longueurs d'onde générées sont spatialement dispersées. Nous avons démontré que plusieurs vecteurs du réseau réciproque peuvent être impliqués dans les différents processus de quasi-accord de phase. Les simulations numériques nous ont permis de déterminer avec précision les vecteurs du réseau réciproque impliqués dans les quasi-accords de phase responsables des longueurs d'onde observées. Dans certains cas plusieurs vecteurs du réseau peuvent s'impliquer simultanément pour satisfaire le quasi-accord de phase du même processus non linéaire, ce qui améliore substantiellement l'efficacité de la conversion paramétrique.

Pour les expériences de la génération de second harmonique (SHG), nous avons utilisé un analyseur de spectre optique (OSA) pour suivre l'évolution du spectre SHG. La pente de la variation de la puissance harmonique (SH) en fonction de la puissance fondamentale (signal) dans l'échelle logarithmique est de l'ordre de 2.04 , cette valeur confirme l'interaction quadratique du processus non linéaire étudié.

Afin de mettre en évidence la génération multilongueurs d'onde en cascade, nous avons étudié deux approches: une approche avec deux nouvelles OPGs (approche 1) et une autre approche avec SHG, DFG et la conversion vers le bas (approche 2).

Dans l'approche 1, le QPM est satisfait autour de $8,5 \mu\text{m}$. On peut suggérer que les longueurs d'ondes générées sont issues de deux nouvelles OPGs. Le comportement du premier OPG1 correspond parfaitement à celui de la simulation, alors que le comportement avec les deux nouvelles OPGs ne correspond pas à celui de la simulation.

Nous avons également étudié l'évolution des indices de réfraction pour les longueurs d'onde dans la gamme de température 80°C - 120°C . La tendance des indices en fonction de la température est la même que celle de signal et de l'idler du premier OPG. Le processus OPG issu en principe du bruit quantique. Les photons qui satisfaites la loi de conservation d'énergie et la condition de l'accord de phase sont amplifiés en acquérant l'énergie de la pompe.

Dans l'approche 2, le pas de QPM est obtenu autour de $21 \mu\text{m}$, une valeur qui reste grande devant celle du pas du réseau du cristal ($8,5 \mu\text{m}$). Alors que le comportement des longueurs d'onde en fonction de la température correspond à celui de la simulation. La loi de la conservation d'énergie de cette approche est satisfaite. Malgré le désaccord de phase, nous pouvons considérer que quelques photons ont été générés et ainsi, parviennent à stimuler les deux nouvelles OPGs qui satisfaites les deux conditions. De ce fait, les OPGs sont stimulée par les photons générés dans l'approche 2, ainsi le comportement des OPGs avec la température suit cette approche 2.

Nous avons démontré la génération de multi-longueurs d'onde en cascade dans un PPLT-2D avec un réseau carré. La pompe induit le processus d'OPG, puis le signal, l'idler et la pompe interagissent pour la SHG, la SFG, la DFG et une deuxième OPG dans un processus en cascade. L'étude de la condition de quasi accord de phase (QAP) confirme les résultats expérimentaux.

Perspectives

- ❖ Une validation expérimentale à travers la réalisation de la génération paramétrique optique large bande dans les cristaux photoniques non linéaire.
- ❖ Analyse profonde du point de croisement des pics dans les processus non linéaires.
- ❖ Génération multilongueurs d'ondes pour des sources laser a impulsion courtes.

Résumé

Le but de ce travail est d'étudier des sources de lumière cohérente multilongueurs d'onde flexibles et hautement efficaces capables d'émettre une large gamme de longueurs d'onde. On s'intéresse plus particulièrement à la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires de second ordre à deux dimensions. Ces structures photoniques offrent la simplicité et la flexibilité nécessaires pour générer toute longueur d'onde comprise dans la gamme de transparence du matériau non linéaire. Nous nous sommes intéressés aux mécanismes d'accord de phase ainsi que les longueurs d'onde générées en fonction des paramètres du cristal photonique. Par la suite, des simulations ont été réalisées dans le but d'extraire les paramètres optimaux pour réaliser des sources large bande dans le cristal PPLT-2D et PPLN-2D pour deux type de réseau (carré et hexagonal) avec un pas de 8.52 μm . L'angle d'incidence agit sur les conditions d'accord de phase pour générer toute longueur d'onde contenue dans la gamme de transparence du matériau. Les résultats expérimentaux rapportent la génération de plusieurs longueurs d'onde à partir d'une onde pompe par différents processus non linéaires, c'est-à-dire, une contribution efficace de différents vecteurs du réseau réciproque dans la génération de différentes longueurs d'ondes. Nous avons démontré la génération multilongueur d'onde en cascade dans un PPLT-2D de réseau carré avec un pas de 8.52 μm . La génération paramétrique optique (OPG) est obtenue en utilisant un faisceau pompe de 532 nm. L'OPG déclenche par la suite la génération de second-harmonique, la génération de somme de fréquences et d' autre OPG. Par la suite, nous avons étudié l'accordabilité des longueurs d'onde générées par une variation de température. Un bon accord a été constaté entre les résultats expérimentaux et ceux de la simulation.

Abstract

The aim of this work is to study multi-wavelength sources able to emit a wide range of wavelengths. We are particularly interested in optical parametric generation in two-dimensional second-order nonlinear photonic crystals. These photonic structures provide the simplicity and flexibility necessary to generate any wavelength within the range of transparency of the nonlinear material. We are interested in the phase tuning mechanisms as well as the wavelengths generated according to the parameters of the photonic crystal. Subsequently, simulations were carried out in order to extract the optimal parameters needed to obtain broadband sources in the PPLT-2D and PPLN-2D crystal for two types of lattices (square and hexagonal) with a period of 8.52 μm . The incidence angle acts on the phase matching conditions to generate any wavelength contained in the transparency range of the material. Experimental results report the generation of several wavelengths from a pump wave by different nonlinear processes, that is, an effective contribution of different vectors of the reciprocal lattice in the generation of different wavelength. We have demonstrated cascaded multi-wavelength generation in a PPLT-2D square lattice with a period of 8.52 μm . Optical parametric generation (OPG) is obtained using a 532 nm pump beam. OPG then triggers second-harmonic generation, frequency sum generation and other OPGs. Subsequently, we studied the tunability of the wavelengths generated by a temperature variation. A good agreement was found between the experimental results and those of the simulation.

Liste de publications

Article de revue Internationale

[1] **Zohra Yellas**, Min Won Lee, Régis Kremer, Kai-Hsun Chang, Mahmoud R. Beghoul, Lung-Han Peng, and Azzedine Boudrioua “Multiwavelength generation from multi-nonlinear optical process in a 2D PPLT”, Optics Express 25 (24), 30253-30258, 2017.

Impact Factor: 3.307

doi: <https://doi.org/10.1364/oe.25.030253>

Conférences Internationales

[1] **Z. Yellas**, M.R. Beghoul, M. Lee, H.Bouridah, R. Kremer, L.H. Peng, and A. Boudrioua, “Broadband light generation in nonlinear photonic crystals of lithium tantalate square lattice”, International Conference Optics and Photonics Algeria (OPAL) 2018, USTO, Oran, 5–7 May 2018.

Acceptée, <http://www.opal2015.dz/>

[2] **Z. Illas**, M.W Lee, R. Kremer, K-H. Chang, M.R Beghoul, L-H Peng, and A. Boudrioua, “Simultaneous frequency conversions in nonlinear photonic crystals of lithium tantalate with a square lattice”, The European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO_Europe) 2017, Munich Germany, 25–29 June 2017

ISBN: 978-1-5090-6736-7

IEEE Xplore : doi: <https://doi.org/10.1109/CLEOE-EQEC.2017.8086539>

[3] **Z. Illas**, M. W. Lee, R. Kremer, K.-H. Chang, L.-H. Peng, A. Boudrioua, “Conversion de fréquences en cascade dans les cristaux photoniques non-linéaires de PPLT 2D”. Journées Nationales d’Optique Guidée (JNOG) 2017, Grenoble France, 4-6 juillet 2017.

<http://www.jnog-omw2017.fr/>

[4] **Z. Illas**, A. Boudrioua, M.R. Beghoul, and H.Bouridah, “Frequency conversion efficiency with quasi-phase matching in two-dimensional nonlinear photonic crystals”, International Conference Optics and Photonics Algeria (OPAL) 2015, USTHB, Algiers, 14–15 December 2015.

<http://www.opal2015.dz/>

Conférences Nationales

[1] **Zohra Illas**, Mahmoud Riad Beghoul, Hachemi Bouridah et Azzedine Boudrioua, “Contribution à l’étude des interactions paramétriques optiques dans les cristaux photoniques”, Deuxième école thématique Nour 21, Guelma, 6-11 septembre 2014.

[2] **Z. Illas**, M.R. Beghoul, M. Lee et A. Boudrioua, “Source large bande à base de cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions”, Journée sur la Plasmonique et les Matériaux Avancés, Tizi-Ouzou, 29 octobre 2016.

NB: Le nom de famille a été changé par jugement en 2017 : YELLAS à la place de ILLAS.