

Remerciements

Cette thèse a été effectuée en cotutelle entre l'École Militaire Polytechnique (Algérie) et l'Université Paris 13 (France). Beaucoup de personnes des deux rives m'ont accompagné durant ces longues années de thèse et ont contribué à sa finalisation.

Plus particulièrement, toute ma gratitude est adressée à mes deux directeurs de thèse, les professeurs Boudrioua et Simohamed pour toutes ces années de travail, de conseil et d'orientation. Je les remercie pour leur accueil, leur disponibilité et leur patience. Espérons que cette modeste contribution puisse leur rendre le plus grand hommage. Je souhaite également adresser mes plus sincères remerciements au professeur Peng et à toute son équipe à la National Taiwan University pour son aide, ses conseils et tous les échantillons PPLT et PPLN.

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 les thésards de l'équipe pour leur gentillesse et leur disponibilité. Je leur souhaite de soutenir le plus rapidement possible. Je tiens à remercier par la même occasion tous les membres de l'UER Électronique de l'École Militaire Polytechnique, en particulier le Chef de l'UER, le Dr. Gouigah. Je remercie les éléments du Laboratoire des Systèmes Electroniques et Optroniques, plus particulièrement Hocine pour ces commentaires et ses corrections, Dalil, Chettat, Maali... Je remercie l'ensemble des collègues et amis qui m'ont aidé durant ces années de thèse.

Je remercie l'ensemble des membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'évaluer ce travail et de contribuer à sa valorisation.

Dédicaces

à mes parents

à ma femme

à toute ma famille

et à la mémoire de grand-mère.

Table des matières

Lexique	xv
Introduction Générale	1
1 Optique non linéaire quadratique	7
1.1 Introduction	8
1.1.1 Polarisation non linéaire	9
1.1.2 Équation de propagation dans un milieu non linéaire	13
1.2 Techniques d'accord de phase	15
1.2.1 Accord de phase par biréfringence	17
1.2.2 Quasi-accord de phase	21
1.3 La génération paramétrique optique	23
1.4 L'oscillateur paramétrique optique	32
1.4.1 Géométrie de la cavité	33
1.4.2 Seuil d'oscillation	35
1.4.3 Linéarité :	36
1.4.4 Le nombre des ondes résonantes dans la cavité :	37
1.5 Conclusion	39
2 Les cristaux photoniques non linéaires	41
2.1 Concept du cristal photonique non linéaire	42
2.2 Cristaux photoniques non linéaires à une dimension	44
2.2.1 Cristaux photoniques non linéaires apériodiques	50
2.3 Cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions	55
2.3.1 Principe du cristal photonique à deux dimensions	56
2.3.2 Quasi-accord de phase dans les cristaux à deux dimensions	63
2.3.3 Distribution angulaire des longueurs d'onde générées	68

2.3.4	La construction du cercle d'Ewald	72
2.4	Conclusion	74
3	Génération multilongueurs d'onde dans les cristaux périodiquement polarisés 1D	75
3.1	État de l'art	76
3.2	Étude expérimentale de la génération paramétrique optique	79
3.2.1	Banc expérimental de génération paramétrique.	79
3.3	Génération paramétrique non colinéaire dans les cristaux PPLT-1D	83
3.3.1	Analyse des résultats et interprétation	89
3.4	Conclusion	99
4	Génération et oscillation paramétriques dans les PPLT 2D	101
4.1	Génération paramétrique optique dans les PPLT-2D	102
4.1.1	Conception de cristal photonique non linéaire 2D	102
4.1.2	Banc expérimental de génération paramétrique dans les PPLT-2D	104
4.1.3	Étude en fonction de l'angle d'incidence	106
4.2	Génération paramétrique multilongueurs d'onde dans les PPLT-2D	110
4.3	Oscillateur paramétrique optique à base de PPLT 2D	114
4.3.1	État de l'art	114
4.3.2	Le banc expérimental d'OPO à base de PPLT-2D	117
4.3.3	Résultats et discussion	120
4.4	Conclusion	124
	Conclusion Générale	125
5	Annexe (A) : Matériaux non linéaires de second ordre	129
5.1	Le Niobate de Lithium	130
5.2	Le Tantalate de Lithium	134

6 Annexe (B) : Méthodes de retournement de la polarisation spontanée	137
6.1 Méthodes de polarisation durant la croissance	137
6.2 Méthodes de polarisation post-croissance	139
7 Annexe (C) : Applications technologiques	143
Bibliographie	147

Table des figures

1.1	Dispositif expérimental utilisé en 1961 par Franken dans la première démonstration expérimentale du doublage de fréquence [1].	8
1.2	Repère des axes cristallographiques (X, Y, Z) et repère cristallophysique (x, y, z) : z est la direction de propagation des ondes déterminée par le vecteur d'onde \mathbf{k} repéré par les angles (θ, ϕ) par rapport au repère (X, Y, Z)	12
1.3	Principe de l'accord de phase par biréfringence. Les deux ondes fondamentale et second harmoniques ont des polarisations orthogonales.	17
1.4	Accord de phase angulaire.	18
1.5	Accords de phase de type I et II dans un cristal uniaxe, pour le cas de la SHG.	19
1.6	Accord de phase non colinéaire de type I (<i>ooe</i>)	20
1.7	Comparaison entre les intensités du second harmonique obtenues par BPM et par QPM.	22
1.8	Principe de la génération paramétrique optique.	24
1.9	Conditions de maintien de la génération paramétrique optique : condition de conservation d'énergie et d'accord de phase (conservation de l'impulsion).	28
1.10	Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la longueur d'onde de pompe, pour un cristal PPLT ayant une période $\Lambda = 8.5\mu m$, à $110^\circ C$	29
1.11	Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la température pour un cristal PPLT ayant une période de $8.5\mu m$, pompé à $532 nm$	30

1.12	Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la période du réseau, pour une longueur d'onde de pompe à 532 nm, pour un cristal PPLT à 110°C.	31
1.13	Schéma de principe de l'oscillateur paramétrique optique à base de cristaux photoniques non linéaires.	32
1.14	Analogie entre le principe de l'OPO (A) et celui du laser (B).	33
1.15	Distribution du champ à l'intérieure de la cavité en fonction de la distance entre les miroirs.	34
1.16	Géométrie de la cavité de l'OPO : cavité linéaire (A) et cavité en anneau (B).	37
1.17	Schéma de principe d'OPO (A) simplement résonant, (B) doublement résonant, (C) doublement résonnant à cavités découplées [2].	38
2.1	Représentation des cristaux photoniques 1D, 2D et 3D	42
2.2	Image MEB d'une structure photonique à 2D réalisée sur le GaAs (a,b) et d'une structure tas de bois fabriquée par lithographie UV sur du silicium polycristallin [3]	42
2.3	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.	43
2.4	Cristal périodiquement polarisé, les domaines de retournement de la polarisation ont une largeur égale à la longueur de cohérence.	45
2.5	Image au microscope optique d'un cristal périodiquement polarisé de Niobate de Lithium montrant les domaines d'inversion de la polarisation.	46
2.6	Efficacité de conversion en fonction du facteur de remplissage pour différents ordres d'accord de phase.	48
2.7	Cristal aperiodique sur Niobate de Lithium [4].	51

2.8	Architecture aperiodique comprenant deux périodicités $\Lambda_1 = 7.8\mu m$ et $\Lambda_2 = 12$. Les largeurs d'inversion inférieures à la limite technologique ($\sim 3\mu m$) sont simplement ignorées sans conséquence notable sur les performances du cristal photonique (b) Spectre de l'architecture aperiodique contenant les deux composantes de Fourier.	53
2.9	Conception du cristal photonique (a) Dimensionnement du PPLT-2D et en (b) Image au microscope optique du cristal PPLT 2D fabriqué.	55
2.10	Construction d'un réseau réciproque 2D. Premièrement, on isole un objet élémentaire répétitif dans la structure. Dans le cas où celui ci n'est pas très apparent dans la structure, on trace deux familles de lignes parallèles, verticales et horizontales, régulièrement espacées (a) sont utilisées afin d'isoler un objet élémentaire. Par la suite, le treillis engendré contient un ensemble de cellules unitaires primitives à l'intérieure desquelles l'objet élémentaire est représenté par des points imaginaires (b).	57
2.11	Réseaux de Bravais 2D, (A) Oblique (B) Triangulaire (C) Rectangulaire (D) Carré (E) Centré-rectangulaire.	58
2.12	Procédure de détermination de la cellule primitive d'un cristal photonique.	60
2.13	Procédure de la détermination de la zone de Brillouin d'un réseau réciproque.	63
2.14	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.	64
2.15	Variation de l'efficacité de conversion en fonction du rapport cyclique pour les cinq réseau de Bravais dans le cas d'un motif circulaire.	67
2.16	Intensité des différentes composantes de Fourier (a) Réseau réciproque carré (b) Réseau réciproque triangulaire	68

2.17	Géométrie du quasi-accord de phase non colinéaire dans les cristaux photoniques non linéaire 2D tenant en compte l'angle d'incidence de l'onde de pompe.	69
2.18	Variations des longueurs d'onde signal en fonction de l'angle de sortie selon le vecteur de réseau réciproque impliqué dans l'accord de phase, pour un cristal PPLT-2D de période $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52\mu m$	71
2.19	Construction du cercle d'Ewald dans le cas de la GSH [5] : dans le cas de la SHG dans un cristal photonique non linéaire 2D, la sphère d'Ewald devient un cercle de rayon $k^{(2\omega)}$, son centre (C_{ES}) est localisé à $2k^{(\omega)}$ de l'origine du réseau réciproque Γ . . .	73
3.1	Montage expérimental de génération paramétrique optique : en (a) nous avons le schéma de principe et en (b) une photographie du banc expérimental réalisé.	80
3.2	Génération du second harmonique dans le cristal BBO : en (a) photographie du doublage de fréquence dans le cristal BBO et en (b) les spectres de l'onde fondamentale à 1064 nm et du second harmonique à 532 nm.	81
3.3	Injection du faisceau pompe dans le cristal PPLT. Les lentilles L_i et L_s sont traitées antireflet dans les gammes spectrales des ondes signal et idler respectivement, permettent de mettre en forme faisceaux générés et de les injecter dans la fibre du spectromètre.	82
3.4	Tuning en température de la génération paramétrique.	84
3.5	Acceptance en température du cristal PPLT.	84
3.6	Variation des intensités des ondes signal générées en fonction de l'intensité de l'onde de pompe avec l'efficacité de la conversion paramétrique (a) photographie du spot du faisceau signal généré à 870 nm sur un détecteur infrarouge pour une intensité maximale de $2.2 \mu J$	85
3.7	Géométrie de l'interaction non colinéaire dans un cristal photonique non linéaire 1D.	86
3.8	Observation de la génération multilongueurs d'onde.	87

3.9	Spectre des longueurs d'onde signal mesurés sur différentes positions transversales symétriques par rapport à la direction colinéaire, les positions x_i et $-x_i$ sont symétriques par rapport à la position colinéaire de la pompe x_0	88
3.10	Variation des longueurs d'onde générées (a) et de leurs intensités (b) en fonction de la position transversale.	88
3.11	Variation de la gamme des longueurs d'onde signal et idler (a) sous l'effet de l'instabilité de la longueur d'onde de pompe et (b) des fluctuations de la température.	90
3.12	(a) Focalisation trop forte du faisceau de pompe (b) Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la variation du pas du réseau.	91
3.13	(a) Faisceau pompe sous la forme de faisceau d'ondes planes (b) variations de l'intensité des ondes signal en fonction de l'angle de sortie pour des intensités de l'onde de pompe de 22 et 50 μJ	92
3.14	Schéma de quasi-accord de phase non colinéaire.	94
3.15	Variation de longueur d'onde signal générée suivant l'angle de sortie, comparaison entre les mesures expérimentales et les simulations numériques. Le calcul d'incertitudes sur la position angulaire donne une erreur de mesure de l'ordre de la taille des symboles utilisés sur la courbe expérimentale.	95
3.16	Gain paramétrique et intensité normalisés en fonction de la longueur d'onde.	97
3.17	Acceptance angulaire de l'interaction paramétrique.	98
4.1	Variation de l'efficacité de conversion en fonction du rapport cyclique. Les vecteurs du réseau réciproque ont leurs efficacités maximales pour des rapports cycliques différents. Un rapport cyclique de 0.38 maximise l'efficacité de conversion du vecteur de réseau K_{10} mais offre également des efficacités non négligeables pour les vecteurs du réseau réciproque d'ordre supérieur.	103
4.2	(a) Image au microscope optique du réseau périodique 2D (b) Photographie du cristal PPLT-2D.	103

4.3	Montage expérimental de la génération paramétrique optique dans des cristaux de type PPLT 2D.	105
4.4	Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la température.	106
4.5	(a) Spectres de l'onde signal relevés pour différents angles d'incidence de l'onde de pompe (b)Variation de l'intensité en fonction de l'angle d'incidence.	107
4.6	Formalisme du double cercle d'Ewald.	108
4.7	Montage expérimental de caractérisation de la génération paramétrique optique multilongueurs d'onde dans des cristaux de type PPLT 2D.	110
4.8	Photographie du système confocal de caractérisation angulaire de l'OPG multilongueurs d'onde dans les PPLT-2D.	111
4.9	Spectre de la génération multilongueurs d'onde.	112
4.10	Variations de la longueur d'onde signal (λ_s) en fonction de l'angle de sortie (θ_s).	113
4.11	Montage expérimental du premier OPO à base de PPLN [6].	115
4.12	(a) Schéma du montage expérimental de l'OPO à base de PPLT-2D, en (b) une photographie de la cavité simplement résonnante.	118
4.13	Banc expérimental de l'OPO et alignement de la cavité.	119
4.14	Seuil d'oscillation.	120
4.15	Efficacité de la conversion paramétrique à 1710 nm (a) à 80°C (b) à 110°C.	121
4.16	Spectre idler généré pour une énergie pompe proche du seuil d'oscillation.	122
4.17	Spectre idler pour une énergie de pompe supérieur au seuil d'oscillation.	123
5.1	Courbes de transparence et d'atténuation du Niobate de Lithium pour les ondes ordinaires et extraordinaires [7].	131
5.2	Structure cristalline du $LiNbO_3$	132
5.3	Structure et propriétés du $LiNbO_3$	133
5.4	Courbe de transparence du Tantalate de Lithium.	135

5.5	Structure du Tantalate de Lithium : (a) phase paraélectrique, (b) phase ferroélectrique, (c) structure de la cellule unitaire, avec un résumé des propriétés physicochimiques.	136
6.1	Retournement de la polarisation spontanée.	138
6.2	Retournement des domaines ferroélectriques. La fabrication des domaines d'inversion de la polarisation par application d'un champ électrique statique intense (différence de potentiel (DDP) de l'ordre de 20 kV/mm pour le $LiNbO_3$) se fait à l'aide d'électrodes métalliques imprimées sur la face (Z) = (c^+) à partir d'un masque photolithographique répliquant la période du réseau Λ . La face opposée ($c-$) est totalement recouverte d'un film métallique [8, 6].	140
7.1	Applications dans le moyen infrarouge (a) la contre mesure optique (b) le LIDAR (surveillance des profondeurs marines) d'après [9].	143
7.2	Indicateur de niveau (a) et show à base de laser vert (b) d'après [9].	144
7.3	Cytométrie de flux[9].	145
7.4	Applications d'imagerie à bases de cristaux périodiquement polarisés [9, 10].	146

Liste des tableaux

1.1	Notation contractée de tenseur non linéaire.	11
1.2	Conditions d'accord de phase pour différents phénomènes non linéaires d'ordre deux.	16
1.3	Longueur optique selon le type de la cavité [2].	38
2.1	Comparaison entre l'efficacité du quasi-accord de phase et celle de l'accord de phase par biréfringence.	49
2.2	Utilisations des cristaux périodiquement polarisés selon leur pas d'inversion.	49
2.3	Caractéristiques des réseaux de Bravais.	59
2.4	Vecteurs de réseau primitifs et de réseau réciproque pour les cinq réseaux de Bravais [11, 12].	62
2.5	Coefficient de Fourier pour les cinq réseaux de Bravais (a) cas d'un motif circulaire (b) cas d'un motif carré [12].	66
3.1	Exemple d'interactions paramétriques en chaîne.	78
3.2	Caractéristiques du cristal PPLT-1D utilisé.	79
4.1	Liste des échantillons réalisés.	104
4.2	Caractéristiques des miroirs de la cavité.	119
5.1	Coefficients non linéaires du Niobate de Lithium à 1064 nm pour le doublage de fréquence [13].	134

Lexique

<i>SHG</i>	<i>Second Harmonic Generation</i>
<i>OPG</i>	<i>Optical Parametric Generation</i>
<i>SFG</i>	<i>Sum Frequency Generation</i>
<i>DFG</i>	<i>Difference Frequency Generation</i>
<i>QPM</i>	<i>Quasi Phase Matching</i>
<i>THG</i>	<i>Third Harmonic Generation</i>
<i>PPLT</i>	<i>Periodically Poled Lithium Tantalate</i>
<i>PPLN</i>	<i>Periodically Poled Lithium Niobate</i>
<i>APPLT</i>	<i>Aperiodic PPLT</i>
<i>AOS</i>	<i>Aperiodical Optical Superlattice</i>
<i>QPOS</i>	<i>Quasiperiodical Optical Superlattice</i>
<i>BPM</i>	<i>Birefringence Phase Matching</i>
<i>OPA</i>	<i>Amplification Paramétrique Optique</i>
<i>OPO</i>	<i>Oscillateur paramétrique optique</i>
<i>SROPO</i>	<i>Singly resonant OPO</i>
<i>DROPO</i>	<i>Doubly resonant OPO</i>

Introduction Générale

L'avènement du laser dans les années soixante a suscité un développement considérable de l'optique et un engouement sans précédent pour différentes applications technologiques et scientifiques dans des domaines aussi variés que les communications optiques, la médecine, l'usinage des matériaux et les technologies de défense. La diversité de ces applications a induit, en contrepartie, des besoins différents en termes de longueurs d'onde, de puissance, d'efficacité et de compacité des sources utilisées. Concevoir des sources de lumière cohérente performantes passe inévitablement par l'optimisation de différents paramètres permettant :

- d'améliorer les puissances optiques générées en améliorant l'efficacité des processus de mise en œuvre ;
- d'améliorer la compacité et la robustesse de ces sources ;
- d'étendre la gamme spectrale accessible, pour couvrir des domaines d'applications plus larges ;
- et enfin, d'améliorer la flexibilité de ces sources pour qu'elles soient facilement accordables selon les besoins en termes de longueurs d'onde.

Les sources lasers traditionnelles sont basées sur le phénomène de l'émission stimulée de la lumière dans un milieu amplificateur. L'accordabilité de ces sources demeure toutefois problématique. En effet, le caractère résonnant du processus implique une émission très sélective en longueur d'onde, donc une faible accordabilité de la source. Dans le cas où l'accordabilité est possible sur une large gamme de longueurs d'onde, exemple des lasers à colorants, le procédé demeure compliqué et peu flexible.

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. Le grand intérêt de la génération paramétrique optique réside dans sa flexibilité exceptionnelle lui permettant de couvrir une large gamme de longueurs d'onde, particulièrement lorsque le quasi-accord de phase est utilisé. Son caractère quasi-instantané lui permet de fonctionner dans les deux régimes continu et impulsionnel, en fonction du type de la pompe utilisé.

Bien que le quasi-accord de phase soit une technique relativement ancienne, elle ne connut le grand succès qu'après l'introduction des premiers 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)). Ces cristaux sont caractérisés par une microstructuration du coefficient non linéaire d'ordre deux, inversé périodiquement sur toute la longueur du cristal. Ce qui permet de compenser périodiquement le désaccord de phase accumulé 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 micro-structuré 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.

Problématique : Comme nous l'avons introduit précédemment, les besoins en termes de longueurs d'onde se sont développés très rapidement. En effet, dans certains cas, comme la génération des troisième et quatrième harmoniques, il est impératif de passer par plusieurs processus non linéaires en chaîne pour obtenir la longueur d'onde finale. Dans d'autres applications comme la détection des gaz ou la contre-mesure optique, il est indispensable de générer une large gamme de longueurs d'onde.

La satisfaction de plusieurs quasi-accords de phase simultanément devient alors nécessaire. Chose que ne peut satisfaire le quasi-accord de phase traditionnel que d'une manière limitée, lorsque les conditions de quasi-accord de phase

sont satisfaites pour tous les processus concernés. Les solutions proposées sont jusque-là soit trop onéreuses et encombrantes comme l'utilisation de plusieurs cristaux photoniques non linéaires, soit très peu efficaces comme l'utilisation de plusieurs réseaux photoniques en cascade ou bien lentes et trop compliquées comme par la variation de la température du cristal.

État de l'art : La solution idéale consiste à ce que la structure photonique puisse réaliser le quasi-accord de phase de plusieurs processus non linéaires simultanément. Une intense activité de recherche a permis de développer de nouvelles architectures de réseau photoniques comme les structures quasi périodiques et les structures aperiodiques où l'inversion du coefficient non linéaire d'ordre deux se fait selon des fonctions de réseau particulières non périodiques. Ses solutions deviennent, cependant, rapidement compliquées, peu flexibles et inefficaces lorsque le nombre des processus non linéaires mis en jeu est grand.

La géométrie du quasi-accord de phase non colinéaire permet d'envisager plusieurs accords de phases simultanés, dans des directions non colinéaires différentes. Cette technique permet de générer une large gamme de longueurs d'onde, dispersées spatialement. Les cristaux photoniques non linéaires d'ordre deux ont été proposés par la suite, comme une extension sur deux dimensions du concept des cristaux non linéaires périodiquement polarisés. Ces structures photoniques sont particulièrement intéressantes. Car, étant riches en vecteurs de réseau réciproque indépendants, elles permettent de satisfaire simultanément plusieurs accords de phase non colinéaires. Une caractérisation de la génération paramétrique réalisée par ces architectures permet de déterminer les vecteurs du réseau impliqués dans les différents processus non linéaires.

Solutions proposées : La génération simultanée de plusieurs longueurs d'onde nécessite la satisfaction simultanée des quasi-accords de phase propres de chacun des processus non linéaires qui y sont à l'origine. Nous nous sommes premièrement intéressés au cas des interactions paramétriques non colinéaires dans les cristaux photoniques non linéaires à une dimension. Un banc expérimental de caractérisation de la génération paramétrique optique a été réalisé. Nous avons démontré que grâce à la satisfaction simultanée de plusieurs quasi-

accords de phase non collinaires, une génération multilongueurs d'onde peut avoir lieu suivant des directions non colinéaires symétriques par rapport à la direction de l'onde de pompe. Au final, nous collectons un spectre optique assez large, généré à l'identique, suivant des directions symétriques par rapport à la direction colinéaire du faisceau de pompe. Un schéma de quasi-accord de phase tenant compte de la géométrie non colinéaire de l'interaction a été proposé pour interpréter la génération multilongueurs d'onde observée.

La deuxième partie du travail traite d'une solution beaucoup plus robuste et flexible car elle permet de mieux contrôler les longueurs d'onde générées. Il s'agit des cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions. Riches en vecteurs de réseau réciproques, ces structures photoniques permettent de réaliser plusieurs quasi-accords de phase non colinéaires simultanément. Nous avons également réalisé un banc expérimental pour étudier la génération et l'oscillation paramétrique optique à base de cristaux de type Tantalate de Lithium périodiquement polarisé à deux dimensions (PPLT-2D). En premier lieu nous avons caractérisé la génération paramétrique multilongueurs d'onde, afin de déterminer les vecteurs du réseau réciproque impliqués dans les différents quasi-accords de phase et d'étudier la dispersion angulaire due à la géométrie non colinéaire du quasi-accord de phase.

Par la suite un montage expérimental d'oscillateur paramétrique optique simplement résonnant, à base des mêmes cristaux bidimensionnels, a été réalisé. Aussi, nous avons démontré pour la première fois à notre connaissance, une oscillation paramétrique optique à base de cristaux photoniques non linéaires de PPLT-2D. Cette configuration a permis d'améliorer de façon significative les puissances optiques générées et de démontrer la faisabilité d'une source multilongueurs d'onde performante à base de cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions. Les performances en termes de générations multilongueurs d'onde sont globalement meilleures que celles publiées dans la littérature.

Organisation du manuscrit : Le manuscrit se scinde en quatre chapitres et une annexe. Le premier chapitre rappelle les notions fondamentales de l'optique non linéaire quadratique. Il présente également les outils nécessaires pour une meilleure compréhension des différentes études et interprétations réalisées

dans les chapitres suivants. Ainsi, nous présentons la génération paramétrique optique, les différentes techniques d'accords de phase et quelques éléments théoriques sur les oscillateurs paramétriques optiques. Le chapitre deux est consacré à l'étude des cristaux photoniques non linéaires quadratiques. Après un bref rappel de quelques notions théoriques sur les cristaux photoniques, nous présenterons les différentes architectures du réseau ainsi que leurs caractéristiques. Les performances de ces structures sont également étudiées en termes d'efficacité de conversion. Nous terminons le chapitre en présentant les différentes applications et utilisations à base de cristaux photoniques non linéaires.

Les deux derniers chapitres sont consacrés aux travaux expérimentaux. Dans le troisième, nous présentons une étude expérimentale de la génération paramétrique optique multilongueurs d'onde non colinéaire. Des simulations numériques sont systématiquement effectuées pour interpréter les résultats obtenus. Dans le quatrième et dernier chapitre, nous abordons la génération et l'oscillation paramétriques optiques dans les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions. La première partie de ce chapitre est consacrée à la caractérisation de la génération paramétrique multilongueurs d'onde dans des cristaux de type PPLT-2D. Dans la deuxième partie, nous nous sommes intéressés à la réalisation d'un banc expérimental d'oscillateur paramétrique optique à base des mêmes cristaux PPLT-2D. Nous avons, ainsi, étudié les caractéristiques et les performances de ce type de configurations pour réaliser une source optique cohérente multilongueurs d'onde.

L'annexe regroupe, des informations non moins intéressantes sur les matériaux non linéaires les plus utilisés dans la conversion non linéaire de fréquence. Nous pouvons y trouver également des rappels sur les différentes méthodes de retournement de la polarisation utilisées dans la fabrication des cristaux photoniques non linéaires. Enfin, le manuscrit se termine par une conclusion générale et des perspectives.

1 Optique non linéaire quadratique

Dans ce premier chapitre seront introduits les concepts de l'optique non linéaire, plus particulièrement les fondement théoriques de la conversion non linéaire de fréquences dans les cristaux non linéaires d'ordre 2. Seront également présentés, les outils nécessaires à la compréhension des travaux expérimentaux réalisés dans les chapitre suivants.

Dans un premier temps, nous nous attacherons à présenter les différents processus de mélange à trois ondes dans les cristaux non linéaires d'ordre deux et plus particulièrement la génération paramétrique optique. Nous nous attarderons sur les différentes techniques d'accord de phase et leurs propriétés. Nous détaillerons plus particulièrement la technique du quasi-accord de phase.

Nous présenterons par la suite le concept de l'oscillation paramétrique optique sous ses différentes configurations. Nous terminerons ce chapitre par la présentation des cristaux non linéaires utilisés dans ce travail avec un rappel de leurs caractéristiques les plus importantes.

1.1 Introduction

Ce n'est qu'à partir de 1960, quelques mois après la mise au point du laser à rubis par Maiman [14], que les phénomènes optiques non linéaires ont pu être observés grâce aux fortes puissances optiques de l'émission laser et à ces propriétés de cohérence et de directivité.

La première démonstration des effets non linéaires a été réalisée par Franken en 1961 [1] qui a mis en évidence la 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.

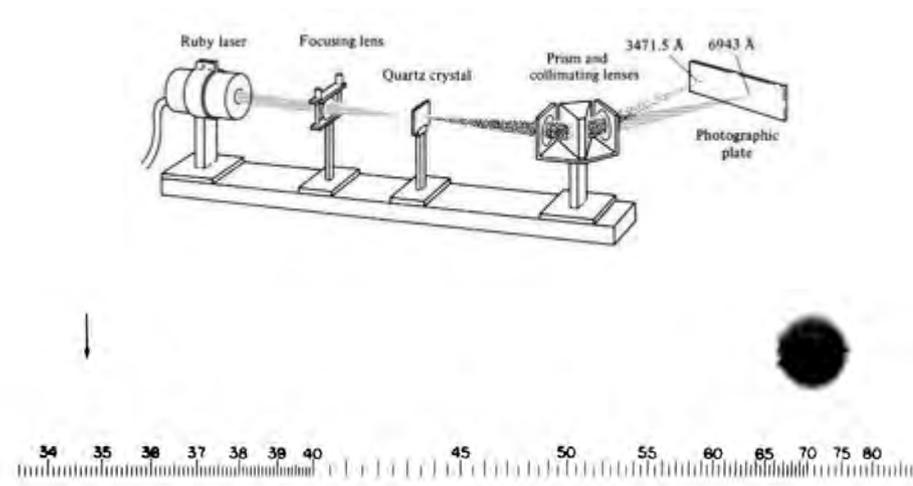


Figure 1.1: Dispositif expérimental utilisé en 1961 par Franken dans la première démonstration expérimentale du doublage de fréquence [1].

Par la suite Giordmaine [15] et Maker [16] ont parallèlement et indépendamment proposé en 1962, une solution pour réaliser un accord de phase basée sur la *biréfringence du milieu* non linéaire. Peu de temps après, Armstrong et Bloembergen [17] ont proposé la technique du *quasi-accord de phase* beaucoup plus flexible et efficace. La plupart des effets non linéaires ont été mis en évidence dans les cinq années qui ont suivi l'invention du laser, ce qui témoigne de l'intense bouillonnement scientifique généré par l'invention du laser.

Aussi, la différence de fréquence a été mise en évidence par Smith *et al.* [18] et l'oscillateur paramétrique optique par Giordmaine *et al.* [19].

1.1.1 Polarisation non linéaire

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. Lorsque les champs électrique en interaction sont suffisamment intenses (de l'ordre du champ inter atomique, soit 10^{11}V.m^{-1}), la polarisation \mathbf{P} 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 d'une série de Taylor :

$$\begin{aligned} P &= P_0 + \epsilon_0 \chi^{(1)} E + \epsilon_0 \left([\chi^{(2)}] E^{(2)} + [\chi^{(3)}] E^{(3)} + \dots \right) \\ &= P_0 + P_L + P_{NL} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Avec :

1. P_0 : polarisation spontanée du matériau. Elle est intrinsèque à certains matériaux à une température inférieure à la température de Curie. Le changement de l'orientation de la polarisation spontanée dans les matériaux ferroélectriques peut se faire à une température supérieure à la température de Curie ou en appliquant un champ électrique externe suffisamment intense.
2. $P_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} E$: polarisation linéaire classique due à la susceptibilité linéaire.
3. P_{NL} : polarisation non linéaire qui fait intervenir les susceptibilités non linéaires optiques d'ordre n .

4. $[\chi^{(n)}]$ 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 P . Ses effets sont gouvernés par l'indice de réfraction n et par le coefficient d'absorption α ;
 - 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*), 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 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 génération paramétrique optique et ses applications. Cependant, nous donnerons un bref aperçu des autres effets non linéaires de second ordre.

L'évolution du champ électromagnétique dans un matériau diélectrique (le vecteur densité de courant est nul : $\mathbf{J} = \mathbf{0}$), non magnétique ($\mu = \mu_0$) et sans charges ($div(\mathbf{D}) = 0$), est régie par les équations de Maxwell [20].

$$\begin{aligned}
 rot(\mathbf{E}) &= \nabla \wedge \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\
 rot(\mathbf{H}) &= \nabla \wedge \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\
 div(\mathbf{H}) &= \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \\
 div(\mathbf{D}) &= \nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \\
 \mathbf{D} &= (\varepsilon \mathbf{E} + \mathbf{P}_{NL})
 \end{aligned} \tag{1.2}$$

Où \mathbf{E} et \mathbf{H} sont respectivement les champs électrique et magnétique, tandis que \mathbf{D} représente le vecteur de déplacement électrique. Également, ε et μ_0 sont respectivement la permittivité diélectrique du milieu et la perméabilité magnétique du vide.

Dans le cas général d'un mélange à trois ondes ($\omega_3 \rightleftharpoons \omega_1 + \omega_2$) et pour chaque

composante du tenseur non linéaire, la polarisation non linéaire quadratique peut s'écrire :

$$p_i^{NL} = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) \quad (1.3)$$

avec $1 \leq i, j, k \leq 3$.

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* [21], la permutation sur les deux derniers éléments (j, k) du tenseur $[\chi^{(2)}]$ ne change en rien la polarisation induite. Par conséquent :

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{ikj}^{(2)} \quad (1.4)$$

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 :

$$d_{il}(\omega_3; \omega_1, \omega_2) = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3; \omega_1, \omega_2) \quad (1.5)$$

Cette matrice est définie dans *le repère des axes cristallographiques* (X, Y, Z) et non dans *le repère cristallographique* (x, y, z) où z est la direction de propagation des ondes. Le **Tableau 1.1** donne la correspondance entre les indices l et le couple j, k :

Table 1.1: Notation contractée de tenseur non linéaire.

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

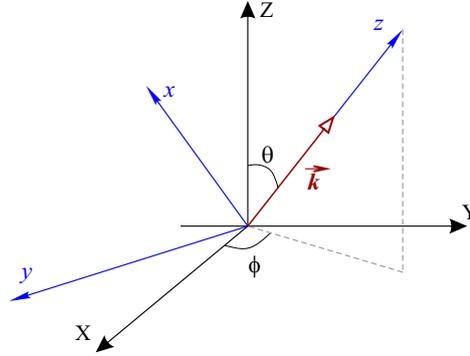


Figure 1.2: Repère des axes cristallographiques (X, Y, Z) et repère cristallographique (x, y, z) : z est la direction de propagation des ondes déterminée par le vecteur d'onde \mathbf{k} repéré par les angles (θ, ϕ) par rapport au repère (X, Y, Z) .

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

$$\begin{pmatrix} P_X^{(2)}(\omega_3) \\ P_Y^{(2)}(\omega_3) \\ P_Z^{(2)}(\omega_3) \end{pmatrix} = [d_{il}] \cdot \begin{pmatrix} E_X(\omega_1) \cdot E_X(\omega_2) \\ E_X(\omega_1) \cdot E_Y(\omega_2) \\ E_Z(\omega_1) \cdot E_Z(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1) \cdot E_Z(\omega_2) + E_Y(\omega_2) \cdot E_Z(\omega_1) \\ E_X(\omega_1) \cdot E_Z(\omega_2) + E_X(\omega_2) \cdot E_Z(\omega_1) \\ E_X(\omega_1) \cdot E_Y(\omega_2) + E_X(\omega_2) \cdot E_Y(\omega_1) \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

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

Mais les coefficients d_{il} ne sont pas tous indépendants. En effet, d'après *les relations de permutations de Kleinman* [21] 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.

Dans le cas général, le tenseur diélectrique est défini par :

$$[\epsilon] = \epsilon_0 \left(1 + [\chi^{(1)}] \right) = \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

Les trois indices principaux du milieu sont donnés par : $n_j = \sqrt{\epsilon_j/\epsilon_0}$. Lorsque les indices n_j sont égaux, le milieu est isotrope et les tenseurs $[\chi^{(1)}]$ et $[\epsilon]$ se réduisent alors à des scalaires. Lorsque les indices n_j sont différents, le milieu est anisotrope biaxe. Par convention : $n_X < n_Y < n_Z$ et les axes optique sont alors situés dans le plan XZ . Lorsque deux des indices n_j sont égaux, le cristal est dit uniaxe car il n'existe qu'un seul axe optique. Par convention, on impose $n_X = n_Y \neq n_Z$; l'axe optique est alors l'axe Z . On appelle indice ordinaire l'indice $n_o = n_X = n_Y$ et indice extraordinaire l'indice $n_e = n_Z$. Un cristal est dit uniaxe positif lorsque $n_e > n_o$ et uniaxe négatif si $n_e < n_o$.

1.1.2 Équation de propagation dans un milieu non linéaire

Pour un milieu diélectrique non magnétique, électriquement neutre et d'indice $n(\omega)$, dont on néglige l'absorption, l'équation de propagation dérivée des équations de Maxwell s'écrit :

$$\Delta E - \mu_0 \epsilon \frac{d^2 E}{dt^2} = \mu_0 \frac{d^2 P_{NL}}{dt^2} \quad (1.8)$$

Dans l'Équation 1.8 précédente, le terme de gauche décrit la propagation d'une onde plane dans un milieu d'indice n . Le terme de droite représente la polarisation non linéaires.

Le modèle en ondes planes colinéaires considère des ondes planes, quasi monochromatiques, progressives et d'enveloppes lentement variables. Ces ondes, polarisées rectilignement, se propagent à l'intérieur d'un cristal non linéaire d'extension transverse infinie, parfaitement transparent pour les trois ondes.

Usuellement, il existe 3 coupes de cristaux utilisés : coupe Z (Z-cut) où l'axe optique est perpendiculaire à la surface de l'échantillon et les coupes X ou Y (X-cut, Y-cut) où l'axe optique est parallèle à la surface de l'échantillon.

Sous de telles hypothèses, le champ électrique réel instantané de chaque onde plane peut s'écrire sous la forme du produit d'une porteuse $\{\exp [i (\omega_j t - k_j z)]\}$ par une enveloppe complexe $\mathcal{E}_j (z)$:

$$E_j (z, t) = \Re \left(\mathcal{E}_j (z) e^{i(\omega_j t - k_j z)} \right) \quad (1.9)$$

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

Les composantes complexes du champ électrique et celle de la polarisation oscillant à la fréquence ω_j sont données respectivement par :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_j (z, t) &= \frac{1}{2} \sum_j \left\{ E_j (z) e^{i(\omega_j t - k_j z)} + cc \right\} \\ \mathcal{P}_{NL} (z, t) &= \frac{1}{2} \sum_j \left\{ P_{NL,j} (z) e^{i(\omega_j t - k_j z)} + cc \right\} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Où les vecteurs d'onde scalaires k_j sont définis par : $k_j = k (\omega_j) = [n (\omega_j) \omega_j / c]$ et cc est le complexe conjugué de l'expression à gauche. Tout au long de notre développement, nous supposons que l'enveloppe $E_j (z)$ est une fonction lentement variable par rapport à la longueur d'onde, ce qui est exprimé par :

$$\left| \frac{d^2 E_j (z)}{dz^2} \right| \ll k_j \left| \frac{dE_j (z)}{dz} \right| \quad (1.11)$$

En identifiant les termes oscillants à ω_j , on obtient :

$$\frac{dE_j (z)}{dz} = \frac{i\mu_0\omega_j^2}{2k_n} P_j^{NL} \exp(-ik_j z) \quad (1.12)$$

Avec $k_j^2 = \omega_j^2 \mu_0 \varepsilon_0 (1 + \chi^{(1)})$

Dans le cas d'un mélange de trois ondes, et en tenant compte de l'Équation 1.6, un système de trois équation décrit les interactions mises en jeux :

$$\begin{aligned}
 \frac{dE_1}{dz} &= -i \frac{\omega_1}{cn_s} d_{eff} E_3 E_2^* \exp(i\Delta kz) \\
 \frac{dE_2}{dz} &= -i \frac{\omega_2}{cn_2} d_{eff} E_3 E_1^* \exp(i\Delta kz) \\
 \frac{dE_3}{dz} &= -i \frac{\omega_3}{cn_p} d_{eff} E_1 E_2 \exp(-i\Delta kz)
 \end{aligned} \tag{1.13}$$

où d_{eff} est la valeur effective du coefficient non linéaire. Le terme $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ est appelé désaccord de phase. Il exprime le fait que les phases des trois ondes ne se propagent pas à la même vitesse dans le milieu.

Par conséquent, nous définissons la longueur de cohérence ℓ_c comme étant la longueur au-delà de laquelle la puissance générée cesse d'augmenter en raison des interférences destructives entre les faisceaux engendrés en un point du cristal :

$$\ell_c = \pi \Delta k^{-1} \tag{1.14}$$

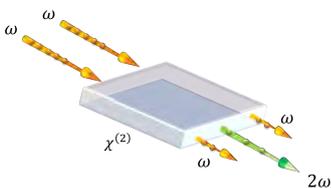
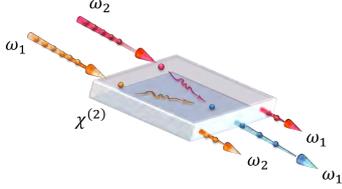
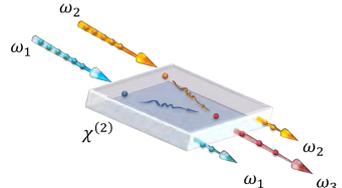
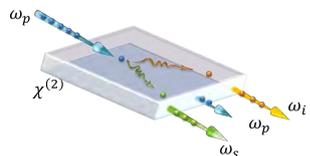
Si l'on découpe le cristal en tranches d'épaisseur égale à deux fois la longueur de cohérence, la lumière générée par la première moitié de la section est en opposition de phase avec celle générée par la deuxième moitié et ainsi de suite. Cela signifie que l'intensité oscille entre sa valeur maximale et zéro lors de la propagation dans le matériau.

1.2 Techniques d'accord de phase

Pour qu'une interaction non linéaire de second ordre soit efficace, il est nécessaire que les ondes générées en chaque point du cristal soient en phase pour

que leurs interférences ne soient pas destructives. Les conditions d'accord de phase sont résumées dans le tableau suivant selon le processus mis en jeu :

Table 1.2: Conditions d'accord de phase pour différents phénomènes non linéaires d'ordre deux.

<i>Processus non linéaire</i>	<i>Condition d'accord de phase</i>
Génération du Second Harmonique (SHG) 	$\omega + \omega = 2\omega$ $\mathbf{k}_\omega + \mathbf{k}'_\omega = \mathbf{k}_{2\omega}$
Génération de la Somme de Fréquences (SFG) 	$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ $\mathbf{k}_{\omega_1} + \mathbf{k}_{\omega_2} = \mathbf{k}_{\omega_3}$
Génération de la Différence de Fréquences (DFG) 	$\omega_1 - \omega_2 = \omega_3$ $\mathbf{k}_{\omega_1} - \mathbf{k}_{\omega_2} = \mathbf{k}_{\omega_3}$
Génération Paramétrique Optique (OPG) 	$\omega_p = \omega_1 + \omega_2$ $\mathbf{k}_{\omega_p} = \mathbf{k}_{\omega_s} + \mathbf{k}_{\omega_i}$

Il existe deux type 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.

1.2.1 Accord de phase par biréfringence

Dans les milieux anisotropes, deux modes à polarisations orthogonales se propagent simultanément avec des vitesses de phase différentes. En effet, dans ces milieux biréfringent, 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 entre $n_o = n_e (\theta = 0)$ et $n_e = n_e (\theta = 90^\circ)$.

La biréfringence offre la possibilité que les ondes en interaction voient le même indice de réfraction à condition qu'elles aient des polarisations différentes. Les ondes se propageront alors à la même vitesse de phase, d'où l'accord de phase par biréfringence (BPM : Birefringence Phase Matching).

Le caractère tensoriel de la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 permet de coupler deux ondes de polarisations orthogonales, ce qui permet donc de réaliser l'interaction entre les deux ondes ordinaire et extraordinaire dans un milieu biréfringent en réalisant la condition d'accord de phase.

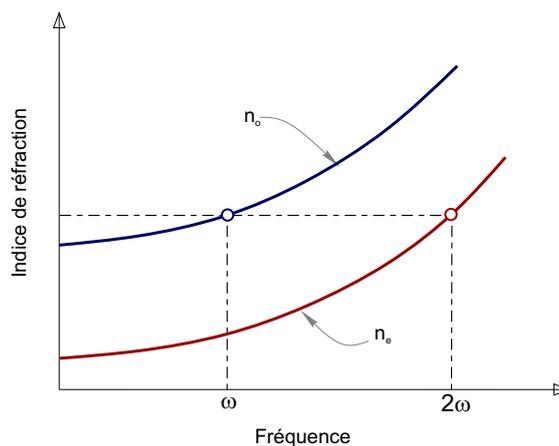


Figure 1.3: Principe de l'accord de phase par biréfringence. Les deux ondes fondamentale et second harmoniques ont des polarisations orthogonales.

La **Figure 1.3** illustre un exemple simple de génération du second harmonique, où la condition d'accord de phase se ramène à $n_o(\omega) = n_e(2\omega)$.

Afin de mieux contrôler l'accord de phase par biréfringence, nous pouvons ajuster les indices de réfraction en agissant soit sur la direction de propagation, sur la température du cristal ou sur l'angle entre les ondes en interaction dans le cas d'un accord de phase non colinéaire.

Pour des raisons de simplicité de la démonstration, l'accord de phase par biréfringence sera expliqué dans le cas de la génération du second harmonique.

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 $n_x = n_y = n_o$ et $n_z = n_e$. Lorsque $n_e > n_o$, le cristal est dit *uniaxe positif* et lorsque $n_e < n_o$ le cristal est dit *uniaxe négatif*. Pour une direction de propagation formant un angle θ avec l'axe optique Z , l'indice extraordinaire vu par l'onde est donné par :

$$\frac{1}{[n_e(\theta)]^2} = \frac{[\cos(\theta)]^2}{n_o^2} + \frac{[\sin(\theta)]^2}{n_e^2} \quad (1.15)$$

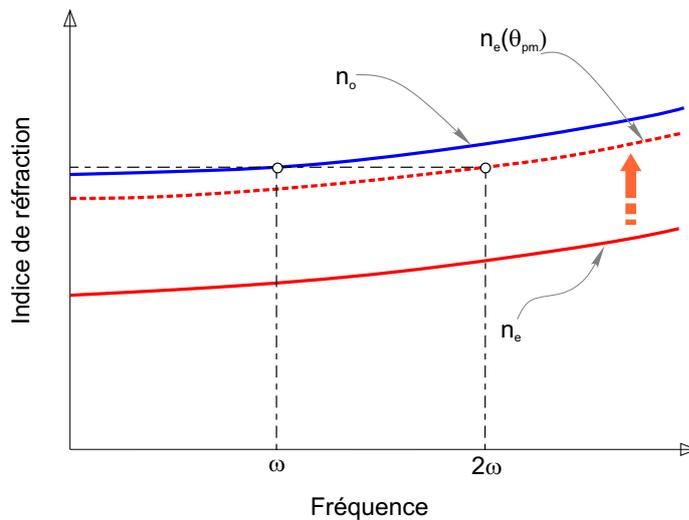


Figure 1.4: Accord de phase angulaire.

La détermination de l'angle θ est effectuée en associant l'équation précédente à l'équation d'accord de phase du processus non linéaire.

Dans un cristal uniaxe négatif où $n_e < n_o$, l'accord de phase peut être réalisé si on trouve une direction de propagation θ pour laquelle $n_o(\omega) = n_e(2\omega, \theta)$.

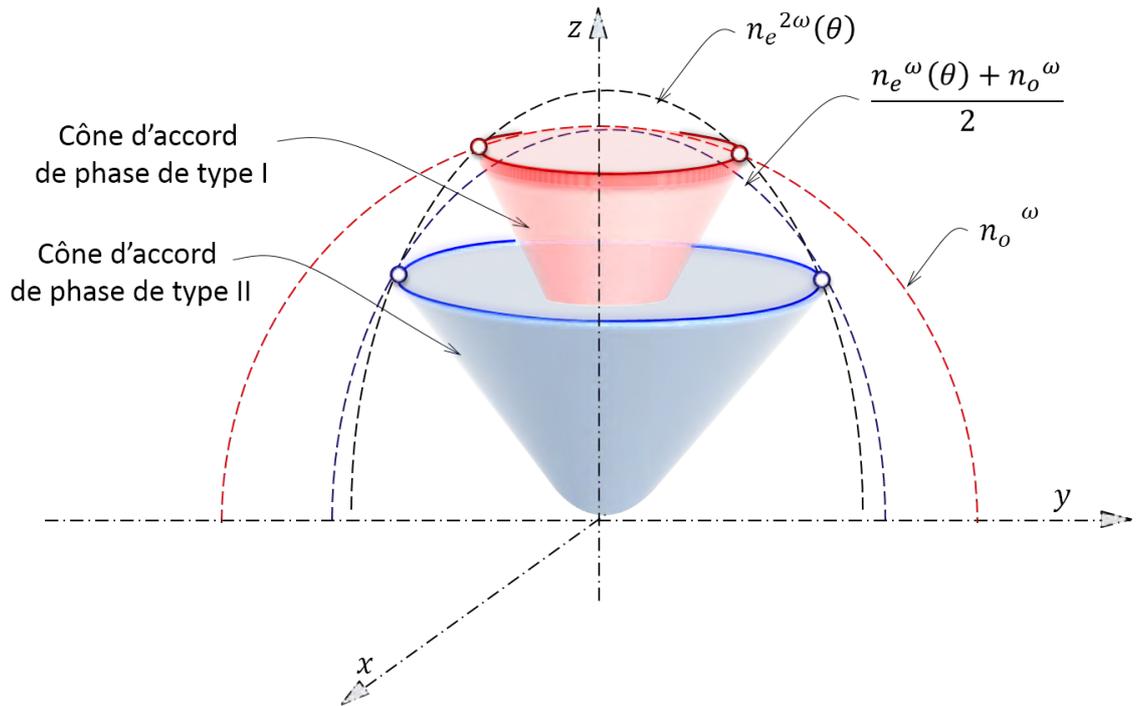


Figure 1.5: Accords de phase de type I et II dans un cristal uniaxe, pour le cas de la SHG.

Les deux solutions indépendantes pour chaque fréquence décrivent deux surfaces différentes : une sphère pour l'indice ordinaire et une ellipsoïde pour l'indice extraordinaire. Dans le cas de la génération du second harmonique dans un cristal uniaxe négatif et avec un accord de phase de type I (*ooe*) nous avons $n_o^\omega = n_e^{2\omega}(\theta)$. La solution à cette dernière relation est l'ensemble des points d'intersection de l'ellipsoïde du second harmonique avec la sphère du fondamental. Également, dans le cas d'un accord de phase de type II, la solution d'accord de phase est donnée par le lieu des points d'intersection de la surface donnée par $\frac{1}{2}(n_o^\omega + n_e^\omega(\theta))$ avec l'ellipsoïde du second harmonique

décrit par $n_e^{2\omega}(\theta)$. Le lieu géométrique de ces solutions est défini par les deux cônes de la figure 1.8.

Accord de phase non colinéaire : Nous parlons d'un accord de phase non colinéaire lorsque les vecteurs d'onde impliqués dans l'accord de phase sont non colinéaires. Dans le cas d'une GSH obtenue avec un accord de phase de type I (Figure 1.6), les lieux des points décrits par la somme colinéaire des deux ondes ordinaires $\mathbf{k}_\omega + \mathbf{k}'_\omega$ et de l'onde extraordinaire générée du second harmonique $\mathbf{k}_{2\omega}$ sont projetés sur le plan (XZ) (ou (YZ)) et représentés respectivement par un cercle et une ellipse.

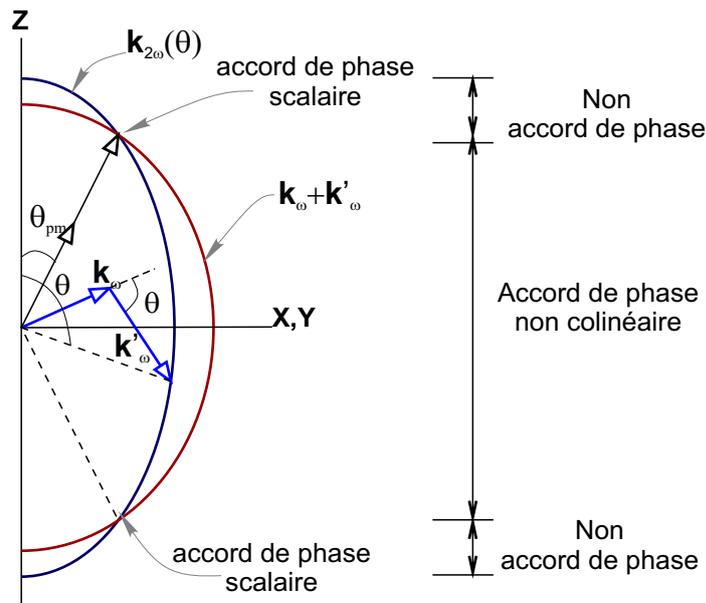


Figure 1.6: Accord de phase non colinéaire de type I (*ooe*) .

Les points d'intersection du cercle et de l'ellipse définissent les directions d'accord de phase colinéaire de la SHG. Nous pouvons remarquer que lorsque la somme colinéaire des deux vecteurs de pompe est supérieur au vecteur d'onde de second harmonique, un accord de phase peut être trouvé en orientant les deux vecteurs de pompe par un angle Θ dans une plage angulaire $[\theta_{pm}, \pi - \theta_{pm}]$.

En dehors de cette plage aucun accord de phase ne peut être trouvé, qu'il soit colinéaire (scalaire) ou non colinéaire (vectoriel). L'angle Θ entre les deux ondes de pompe donnant un accord de phase vectoriel permettant de générer un second harmonique dans la direction θ est donné par [22] :

$$\cos(\Theta) = \frac{k_{2\omega}^2 - k_{\omega}^2 - k_{\omega}'^2}{2k_{\omega}^2 k_{\omega}'^2} \quad (1.16)$$

1.2.2 Quasi-accord de phase

Dans le cas du quasi-accord de phase (*QPM : Quasi Phase Matching*), le signe de la non linéarité du matériau est inversé toutes les longueurs de cohérence (ℓ_c) pour réaliser un cristal non linéaire périodiquement polarisé [17]. 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.

Nous pouvons dire dès maintenant que la période d'inversion est donnée par :

$$\Lambda = m \cdot 2\ell_c = m \frac{2\pi}{K_m} ; m \in \mathbb{N}$$

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 :

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} - K_m \quad (1.17)$$

Pour un quasi-accord de phase d'ordre 1 :

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.18)$$

Pour toute longueur d'onde contenue dans la gamme de transparence du matériau, un quasi-accord de phase est toujours possible en agissant simplement 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.

Cependant, le choix d'un QPM d'ordre $m = 1$ a ses limites. En effet, lorsque l'indice de réfraction vu par l'onde de pompe varie rapidement, notamment dans la zone bleu du spectre optique, la longueur de cohérence devient très petite pour avoisiner le micron ou devenir submicrométrique. Cette situation présente un défi technologique important pour réaliser des périodes d'inversion régulières et uniformes.

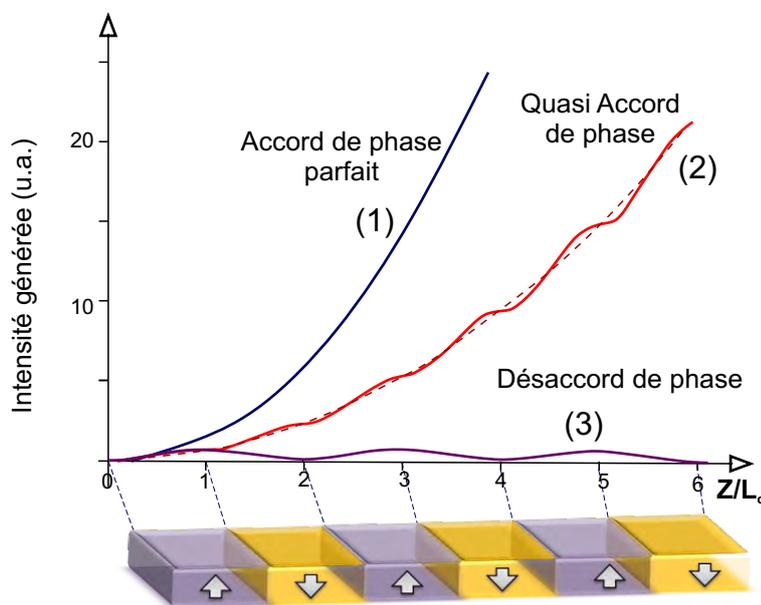


Figure 1.7: Comparaison entre les intensités du second harmonique obtenues par BPM et par QPM.

La [Figure 1.7](#) compare les intensités du second harmonique générées à partir de l'intégration du système d'[Équation 1.13](#) 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.

Détaillons les trois cas possibles :

- Le cas idéal est celui où $\Delta k = 0$. On parle alors d'*accord de phase parfait* et l'évolution de la puissance de l'onde est donnée par la courbe (1). Cette situation peut être obtenue par l'accord de phase par biréfringence.
- La courbe (3) donne en contrepartie l'exemple de l'évolution de la puissance générée lorsque l'accord de phase n'est pas réalisé. Nous assistons donc à un phénomène d'interférences destructives à chaque longueur de cohérence. Par conséquent la puissance générée oscille en fonction du nombre ℓ_c comme le prévoit les équations d'accord de phase.
- La courbe (2) montre l'évolution de la puissance générée lorsque le signe du coefficient non linéaire est inversé à chaque longueur de cohérence ce qui revient à adjoindre un facteur π à la phase et induit la remise en phase du système. La puissance générée augmente alors par paliers à chaque longueur de cohérence.

Bien que la technique du quasi-accord de phase soit relativement ancienne [[17](#), [23](#)], elle ne connut le succès qu'après l'invention des premiers cristaux non linéaires périodiquement polarisés de type PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) et PPLT (Periodically Poled Lithium Tantalate). Ces structures photoniques feront l'objet d'une étude plus détaillée dans le chapitre deux. Un aperçu sur les caractéristiques de ces deux matériaux et les différentes méthodes de retournement de la polarisation est donné en Annexe.

1.3 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 1.8](#). 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 :

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i \quad (1.19)$$

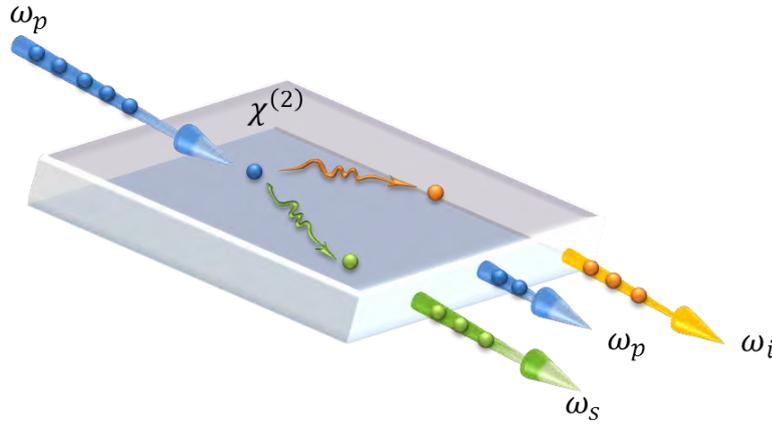


Figure 1.8: Principe de la génération paramétrique optique.

Une dérivation détaillée des équations décrivant l'évolution des trois ondes planes couplées par le milieu non linéaire d'ordre 2 est présentée dans les références : [24, 22, 25]. En se plaçant dans la gamme de transparence du cristal pour les trois ondes, la partie imaginaire de la susceptibilité non linéaire peut être négligée. Les équations de propagation des champs dans le milieu non linéaire se réduisent au système suivant :

$$\begin{aligned} \frac{dE_s}{dz} &= -i \frac{\omega_s}{cn_s} d_{eff} E_p E_i^* \exp(i\Delta kz) \\ \frac{dE_i}{dz} &= -i \frac{\omega_i}{cn_i} d_{eff} E_p E_s^* \exp(i\Delta kz) \\ \frac{dE_p}{dz} &= -i \frac{\omega_p}{cn_p} d_{eff} E_s E_i \exp(-i\Delta kz) \end{aligned} \quad (1.20)$$

où $(\Delta k = k_p - k_s - k_i)$ exprime le désaccord de phase subit par les ondes interagissant dans le cristal.

Nous remarquons que le système d'équations couplées contient *un terme oscillant* ($e^{-i\Delta kz}$) qui fait intervenir le désaccord de phase Δk au cours de la propagation. Pour une longueur de propagation suffisamment petite, inférieure à la longueur de cohérence, le désaccord de phase est faible, ce qui permet de réaliser le transfert d'énergie de la pompe vers les nouvelles ondes générées. Au cours de la propagation et pour une distance supérieure à la longueur de cohérence, le désaccord de phase cumulé continue d'augmenter et l'interaction est beaucoup plus favorable à une rétroconversion des ondes signal et idler vers l'onde de pompe.

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

$$\begin{aligned} E_s &= (\omega_s/n_s)^{1/2} A_s \\ E_i &= (\omega_i/n_i)^{1/2} A_i \end{aligned} \quad (1.21)$$

En tenant compte des approximations précédentes et en supposant que l'intensité de la pompe reste constante au cours de la propagation : non déplétion de la pompe, le système d'Équation 1.20 se réduit à :

$$\begin{aligned} \frac{dA_s}{dz} &= i\kappa A_p A_i \cdot \exp(i\Delta kz) \\ \frac{dA_i}{dz} &= i\kappa A_p A_s \cdot \exp(i\Delta kz) \end{aligned} \quad (1.22)$$

avec $\kappa = d_{eff} \left(\frac{1}{2\epsilon_0 c} \right) \left(\frac{\omega_p \omega_s \omega_i}{n_p n_s n_i} \right)^{1/2}$ 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 :

$$I_j = \frac{n_j \epsilon_0 c}{2} |E_j|^2 = \frac{\omega_j \epsilon_0 c}{2} |A_j|^2 \quad \text{avec : } j = p, s \text{ et } i \quad (1.23)$$

On obtient alors les solutions suivantes pour le système d'Équation 1.22 :

$$\begin{aligned}
A_s(z) &= e^{-\frac{i}{2}\Delta kz} \left\{ A_s(0) \left[ch(\Gamma z) + i\frac{\Delta k}{2\Gamma} sh(\Gamma z) \right] - i\frac{g}{\Gamma} A_i^*(z) sh(\Gamma z) \right\} \\
A_i(z) &= e^{\frac{i}{2}\Delta kz} \left\{ A_i^*(0) \left[ch(\Gamma z) - i\frac{\Delta k}{2\Gamma} sh(\Gamma z) \right] + i\frac{g}{\Gamma} A_s(z) sh(\Gamma z) \right\}
\end{aligned} \tag{1.24}$$

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

$$g = 2d_{eff} \sqrt{\frac{2}{(\epsilon c)^3} \frac{\omega_s \omega_i}{n_p n_s n_i} I_{p0}} \tag{1.25}$$

En considérant initialement l'intensité de l'onde signal nulle, ce qui est le cas lorsqu'elle provient complètement de l'interaction paramétrique, nous pouvons écrire :

$$A_s(z) = -i\frac{g}{\Gamma} A_i^*(z) sh(\Gamma z) e^{-\frac{i}{2}\Delta kz} \tag{1.26}$$

et par conséquent la densité spectrale de puissance est donnée par :

$$\frac{dP_s(z)}{d\omega} = \frac{g^2}{\Gamma^2} \frac{\omega_s}{\omega_i} \frac{dP_i(0)}{d\omega} sh^2(\Gamma z) \tag{1.27}$$

Dans le cas de faible gain par rapport au désaccord de phase : $g \ll \frac{\Delta k}{2}$ nous avons $\Gamma = i\sqrt{\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 - g^2}$, et l'expression de la densité spectrale de puissance se réduit alors à :

$$\frac{dP_s(z)}{d\omega} = g^2 z^2 \frac{\omega_s}{\omega_i} \frac{dP_i(0)}{d\omega} sinc^2 \left(\sqrt{\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 - g^2} \cdot z \right) \tag{1.28}$$

En négligeant encore une autre fois le gain paramétrique par rapport au désaccord de phase, nous pouvons écrire :

$$\frac{dP_s(z)}{d\omega} = g^2 \frac{\omega_s}{\omega_i} \frac{dP_i(0)}{d\omega} \frac{2\ell_c}{\pi} \sin^2\left(\pi \cdot \frac{z}{\ell_c}\right) \quad (1.29)$$

où $\ell_c = \pi/\Delta k$ est la longueur de cohérence.

Nous observons clairement le caractère oscillatoire des puissances signal (et idler) générées. 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 :

$$\eta = \frac{P_s(z=L)}{P_p(z=0)} \quad (1.30)$$

Génération paramétrique avec QPM La [Figure 1.9](#) illustre les conditions nécessaires et suffisantes pour la réalisation de la génération paramétrique optique. Elles sont réalisées lorsque le terme Δk est annulé par un des procédés que nous avons exposés précédemment.

Dans le cas du quasi-accord de phase, la condition d'accord de phase est donnée par :

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i - K_m = 0 \quad (1.31)$$

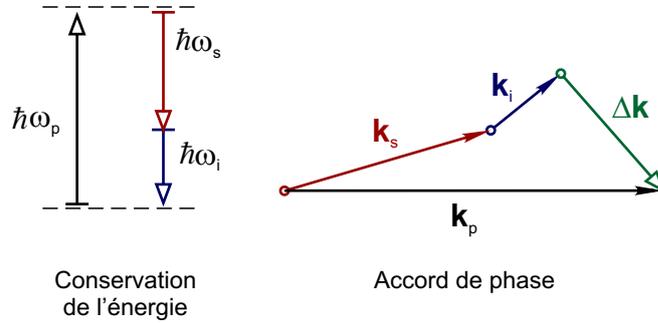


Figure 1.9: Conditions de maintien de la génération paramétrique optique : condition de conservation d'énergie et d'accord de phase (conservation de l'impulsion).

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

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.32)$$

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

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (1.33)$$

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

A noter qu'il est intéressant d'étudier la variation des longueurs d'onde générées en fonction des paramètres de mise en œuvre impliqués dans l'accord de phase tels que la longueur d'onde de pompe, la température du cristal et la période du réseau photonique. Ces paramètres peuvent être modifiés afin de réaliser l'accord de phase pour générer des longueurs d'onde particulières. La résolution du système d'équations [Équation 1.22](#) pour la longueur d'onde de pompe, la température ou la période du réseau permet d'étudier les variations de la longueur comme cela sera illustré dans les sections suivantes.

Effet de la longueur d'onde pompe : Selon les besoins de l'application à réaliser, nous pourrions être amenés à travailler avec une ou plusieurs sources de pompage à des longueurs d'onde différentes. Dans certains cas, 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.

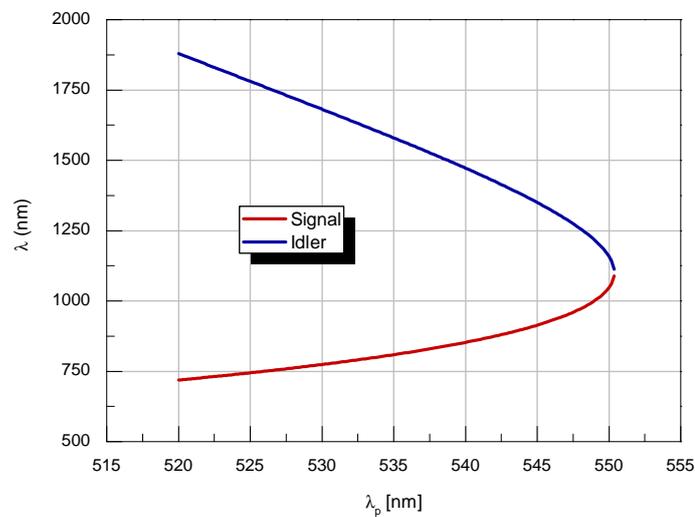


Figure 1.10: Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la longueur d'onde de pompe, pour un cristal PPLT ayant une période $\Lambda = 8.5\mu m$, à $110^\circ C$.

Cette étude permet également de tenir compte de l'effet de la largeur spectrale de la pompe utilisée.

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. Tous ces paramètres ont une influence directe sur les conditions d'accord de phase et donc sur les longueurs d'onde générées.

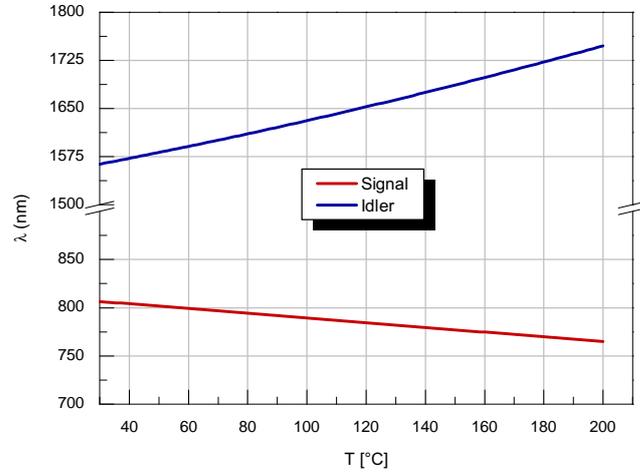


Figure 1.11: Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la température pour un cristal PPLT ayant une période de $8.5\mu m$, pompé à $532 nm$.

Dans le cas du Tantalate de Lithium l'indice de réfraction est donné par [26] :

$$n_e^2(\lambda, T) = A + \frac{B + b(T)}{\lambda^2 - [C + c(T)]^2} + \frac{E}{\lambda^2 - F^2} + D\lambda^2 \quad (1.34)$$

Avec : λ en $[\mu m]$, T en $^{\circ}K$, $0.39\mu m < \lambda < 4.1\mu m$ et $303^{\circ}K < T < 473^{\circ}K$

$A = 4.514261$; $B = 0.011901$; $C = 0.110744$; $D = -0.02323$; $E = 0.076144$; $F = 0.195596$.

$$b(T) = 1.82194 \times 10^{-8}T^2 \quad ; \quad c(T) = 1.5662 \times 10^{-8}T^2$$

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

$$\Lambda(T) = \Lambda(20^{\circ}C) \left[1 + 1.6 \times 10^{-5} (T - 20^{\circ}C) + 7 \times 10^{-9} (T - 20^{\circ}C)^2 \right] \quad (1.35)$$

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 divergence du faisceau de la pompe focalisé à l'intérieur du cristal fait que des interactions non colinéaires sont réalisées avec des périodes du réseau plus grandes suivant des directions proches de la direction colinéaire. Ceci a un effet directe sur la largeur de bande générée.

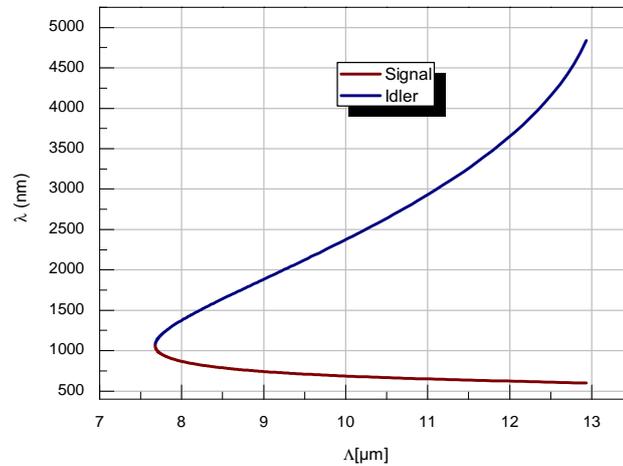


Figure 1.12: Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la période du réseau, pour une longueur d'onde de pompe à 532 nm , pour un cristal PPLT à 110°C .

Largeur spectrale : Jusqu'ici nous avons considéré les ondes en interaction paramétrique comme strictement monochromatiques, la structure spectrale des ondes en interaction n'a pas été prise en compte. On aurait pu se demander comment peut-on avoir une largeur spectral alors que seul un triplet de longueurs d'onde satisfait les conditions d'accord de phase. En fait, différents facteurs font que les ondes générées possèdent une largeur spectrale donnée :

- L'onde de pompe possède une largeur spectrale dont les composantes peuvent participer à l'accord de phase, ce qui se traduit par la génération de longueurs d'onde supplémentaires proches de celles générées par la longueur d'onde centrale.
- Les autres composantes spectrales de l'onde de pompe ne participant pas à l'accord de phase, génèrent des longueurs d'onde dont la longueur de cohérence est supérieure à celle du cristal. D'où la possibilité que ces longueurs d'onde émergent du cristal avec une intensité relativement réduite.
- Le faisceau de la pompe est divergent lors de l'interaction paramétrique, ce qui induit des accords de phase non colinéaires générant des longueurs d'onde supplémentaires proches de celles générées dans la direction colinéaire.

1.4 L'oscillateur paramétrique optique

L'efficacité de la génération paramétrique optique étant proportionnelle à la longueur du milieu amplificateur, il est judicieux d'allonger artificiellement cette longueur en plaçant ce milieu dans une cavité résonante : c'est le principe de l'oscillateur paramétrique optique (OPO : *Optical Parametric Oscillator*). En créant par exemple une cavité résonante sur l'onde signal, le milieu non linéaire est traversé un grand nombre de fois par cette onde. L'onde signal est amplifiée à chaque passage dans le même sens que l'onde de pompe, améliorant ainsi efficacement le gain obtenu par simple passage.

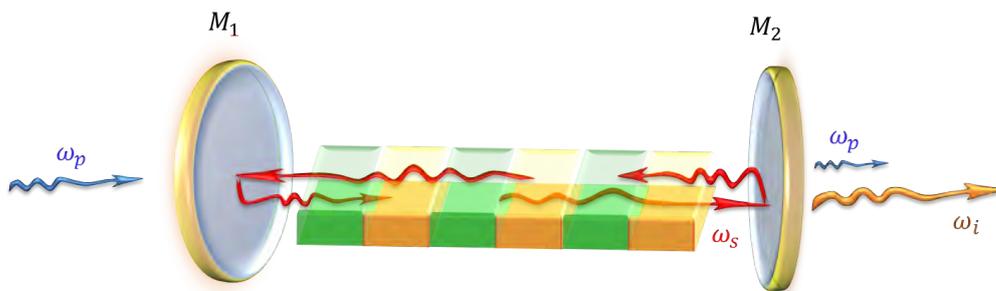


Figure 1.13: Schéma de principe de l'oscillateur paramétrique optique à base de cristaux photoniques non linéaires.

Le principe de l'OPO ressemble beaucoup à celui du laser. Comme le laser l'OPO est constitué d'un milieu à gain placé dans une cavité résonante, ce qui implique également l'existence d'un seuil de fonctionnement. Mais, alors que le gain d'un laser provient d'une inversion de population due à un apport d'énergie externe qui peut être sous formes diverses (électrique ou optique), le gain d'un OPO trouve son origine dans l'interaction d'un faisceau de pompe cohérent avec le milieu non linéaire. Cependant, une différence importante réside dans la nature de l'onde oscillante. Si dans le cas du laser, l'onde utile oscille à l'intérieure de la cavité, de laquelle elle sera extraite une fois le seuil atteint, dans le cas de l'OPO, une des ondes générées oscille dans la cavité pour amplifier l'autre longueur d'onde "utile" qui sera, elle, extraite de l'OPO.

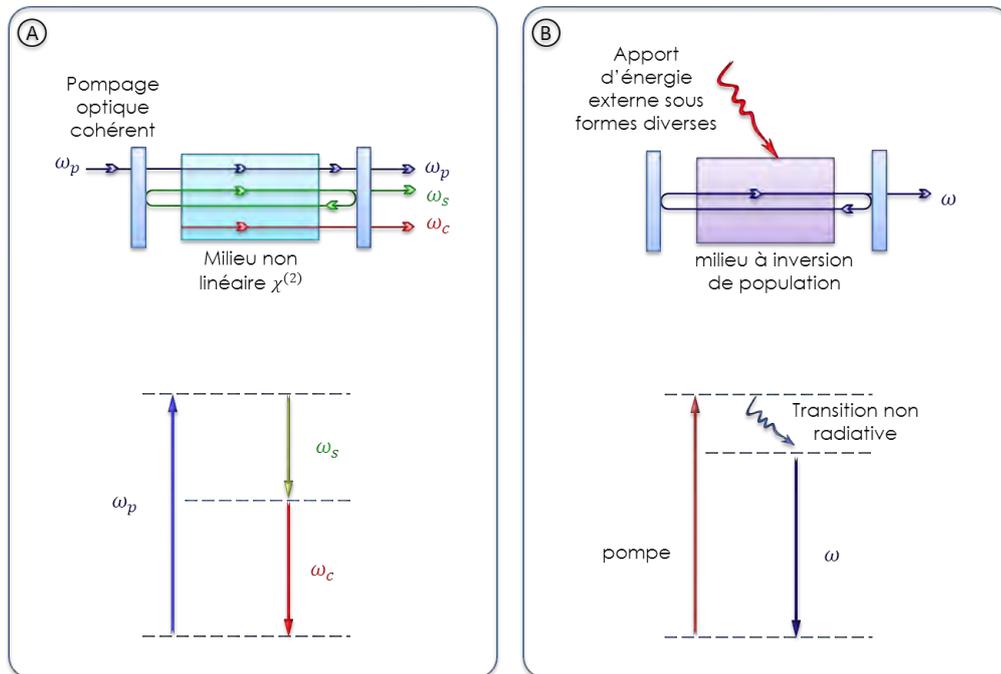


Figure 1.14: Analogie entre le principe de l'OPO (A) et celui du laser (B).

Différentes configurations d'oscillateurs paramétriques optiques peuvent être envisagées en fonction de la nature et de la disposition des éléments constitutifs. La géométrie de la cavité (plane ou en anneau), le nombre des ondes résonnantes (caractéristiques des miroirs), le laser de pompe (régime temporel, durée d'impulsion, configuration de pompage...), le cristal non linéaire utilisé (type d'accord de phase) et la présence ou non d'éléments optiques dans la cavité [2] sont tous des critères importants qui fixent le type de l'OPO.

1.4.1 Géométrie de la cavité

La configuration la plus générale de la cavité OPO consiste en deux miroirs concaves avec des focales coïncidant au centre du cristal non linéaire. Dans cette configuration confocale, le faisceau gaussien traversant la cavité a une courbure qui se rapproche de celle des miroirs concaves de la cavité, ce qui garantit une réflexion parfaite sur les miroirs et le faisceau se trouve confiné à l'intérieur de la cavité [28].

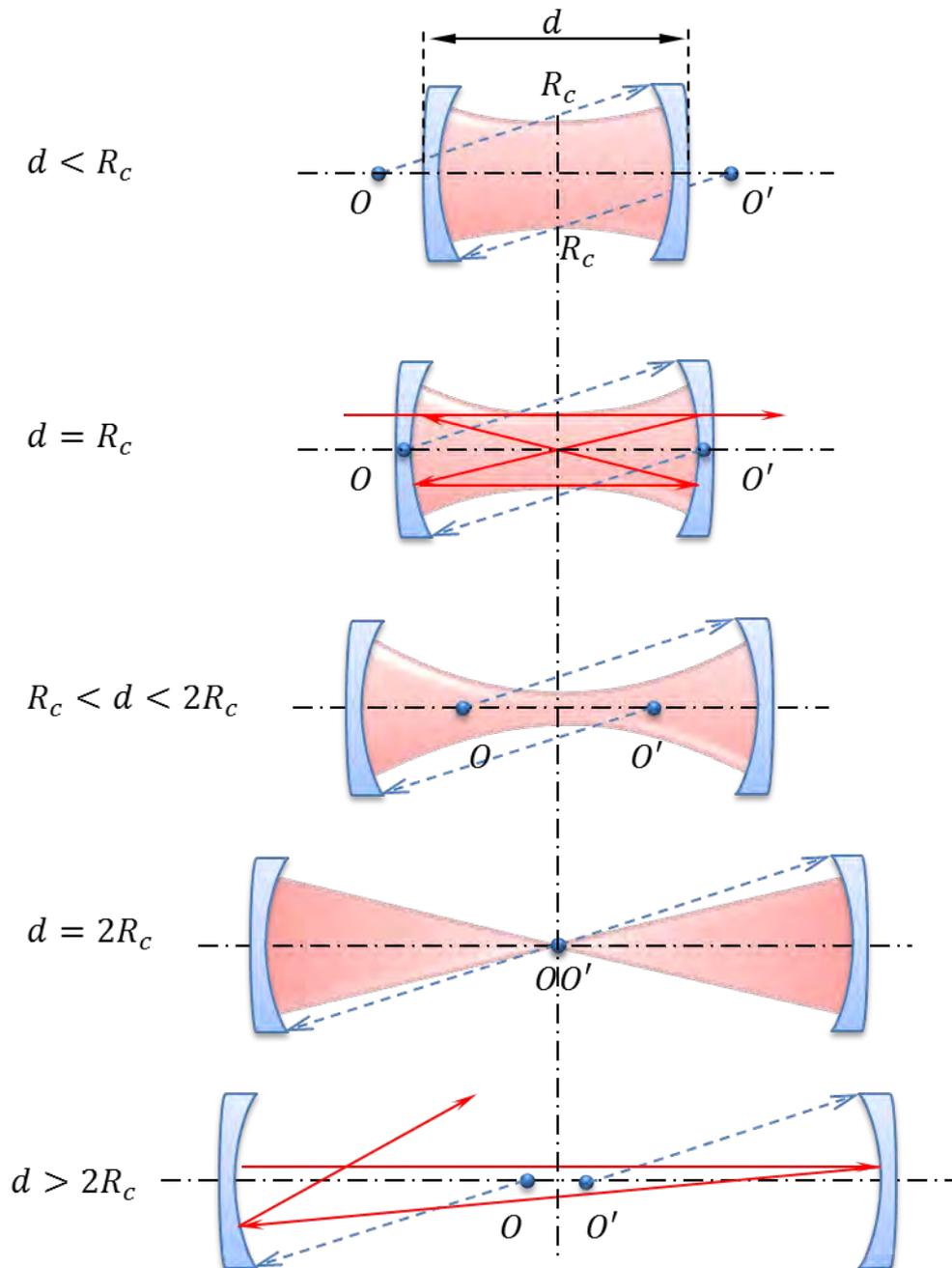


Figure 1.15: Distribution du champ à l'intérieur de la cavité en fonction de la distance entre les miroirs.

La **Figure 1.15** illustre les différents cas possibles selon le rapport entre d et R_c . Où d est la longueur de la cavité et R_c est le rayon de courbure de l'un des miroirs.

La stabilité peut être décrite mathématiquement à travers le paramètre du résonateur ϱ donné par :

$$\varrho = 1 - \frac{d}{R_c} \quad (1.36)$$

La condition de stabilité de la cavité est donnée par :

$$0 \leq \varrho_1 \varrho_2 \leq 1 \quad (1.37)$$

1.4.2 Seuil d'oscillation

L'établissement de l'oscillation paramétrique est réalisé à l'équilibre entre le gain paramétrique et les pertes d'énergie par passage dans le matériau non linéaire. Lorsque l'accord de phase est réalisé et dans le cas d'un OPO doublement résonnant avec les mêmes réflectivités ($R = R_1 = R_2$) pour le signal et l'idler, la condition d'oscillation peut être exprimée sous la forme :

$$e^{2gL} - 1 = 2(1 - R) \quad (1.38)$$

Où g représente le gain paramétrique et L la longueur de la cavité qui sera introduite dans la prochaine section selon la géométrie de la cavité.

Sachant que $2gL \ll 1$, la relation précédente peut être réécrite sous la forme :

$$gL = 1 - R \quad (1.39)$$

Cette condition d'oscillation définit le seuil d'oscillation, elle a été formulée pour la première fois par *Giordmine et Miller* en 1965 [19].

En notant $p_j = R_j e^{-\alpha_j L}$ les pertes partielles par passage dans la cavité, α_j étant le coefficient d'absorption du cristal à la longueur d'onde λ_j , le seuil d'oscillation peut être réécrit sous la forme [25] :

$$\cosh(gL) = 1 + \frac{p_1 p_2}{2 - p_1 - p_2} \quad (1.40)$$

En considérant le cas limite de faibles pertes pour le signal et l'idler ($p_1, p_2 \ll 1$) le seuil d'oscillation devient :

$$g^2 L^2 = p_1 p_2 \quad (1.41)$$

Le seuil d'oscillation d'un OPO simplement résonnant peut être obtenu en ne considérant qu'une seule longueur d'onde réfléchiée par les miroirs de la cavité, ce qui revient à mettre $p_2 = 1$ dans l'Équation 1.40 qui devient :

$$g^2 L^2 = 2p_1 \quad (1.42)$$

1.4.3 Linéarité :

Selon le chemin parcouru par les ondes résonnantes à l'intérieur de la cavité, celle-ci peut être linéaire ou en anneau. Dans le cas d'une géométrie linéaire l'onde de pompe est transmise à l'extérieur de la cavité, la conversion de fréquence ne se fait qu'en simple passage. Comme l'illustre la [Figure 1.16-A](#), un choix adéquat du miroir de sortie permet de réintroduire l'onde de pompe pour faire un nouveau passage dans le cristal non linéaire. La conversion de fréquence peut se faire alors dans les deux sens, ce qui a pour effet de réduire le seuil d'oscillation.

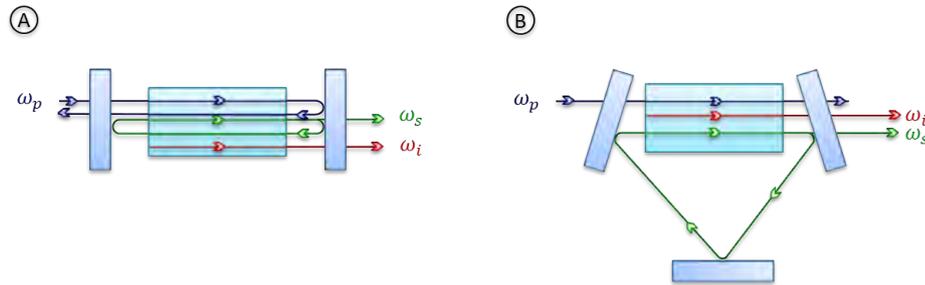


Figure 1.16: Géométrie de la cavité de l'OPO : cavité linéaire (A) et cavité en anneau (B).

Dans le cas d'une cavité en anneau (Figure 1.16-B), toutes les ondes traversent le cristal dans le même sens. Ce qui permet de s'affranchir du phénomène de rétroconversion qui peut avoir lieu dans une cavité linéaire. Par contre la longueur de la cavité en anneau est généralement plus importante que celle d'une cavité linéaire, ce qui induit un temps de parcours supérieur et donc un seuil d'oscillation plus important [29].

1.4.4 Le nombre des ondes résonantes dans la cavité :

Les OPO peuvent être classés également selon le nombre d'ondes oscillant à l'intérieur de la cavité. Lorsqu'une seule onde (signal ou complémentaire) oscille, l'OPO est dit *simplement résonant* (SROPO : *Singly Resonant OPO*). Dans ce cas, l'onde résonante doit, après un parcours complet de la cavité (un aller-retour dans une cavité linéaire ou un tour dans une cavité en anneau), se retrouver en phase avec elle-même afin de générer des interférences constructives. Cela s'exprime sous la forme :

$$\frac{\omega}{c}L_n = 2m\pi, m \in \mathbb{N} \quad (1.43)$$

où ω est la pulsation résonante et L_n est la longueur optique parcourue par l'onde résonante donnée par le Tableau 1.3 pour les deux type de géométrie de cavité.

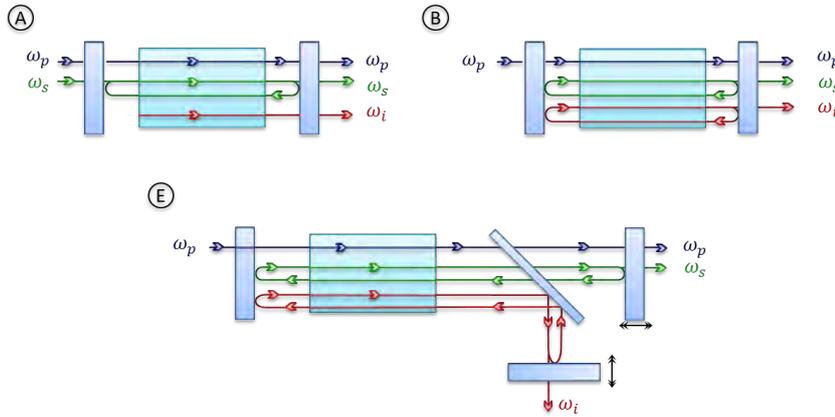
Table 1.3: Longueur optique selon le type de la cavité [2].

	L_n
Cavité linéaire	$2[(n-1)L_{cristal} + L_{cavité}]$
Cavité en anneau	$(n-1)L_{cristal} + L_{cavité}$

Lorsque les ondes signal et complémentaire oscillent toutes les deux, l'OPO est dit *doublement résonant* (DROPO : Doubly resonant OPO) [30, 31]. Plus le nombre d'ondes résonantes dans la cavité est important, plus le seuil d'oscillation est faible.

Dans le cas d'un DROPO, les deux ondes doivent alors vérifier simultanément la relation de l'Équation 1.43 en plus de vérifier la relation de conservation de l'énergie, ce qui implique :

$$\frac{\omega_p}{2\pi c} = \frac{m_s}{L_{n,s}} + \frac{m_i}{L_{n,i}}, \quad m_s \text{ et } m_i \in \mathbb{N} \quad (1.44)$$

**Figure 1.17:** Schéma de principe d'OPO (A) simplement résonant, (B) doublement résonant, (C) doublement résonant à cavités découplées [2].

Nous devons comprendre que pour une longueur de cavité donnée seules les ondes signal et complémentaire, dont les pulsations vérifient cette relation, seront susceptibles d'osciller.

1.5 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons introduit les concepts de l'optique non linéaire dont nous aurons besoin tout au long de ce manuscrit. Nous avons étudié plus particulièrement la conversion non linéaire de fréquence dans les cristaux non linéaires quadratiques. Nous avons présenté les différentes techniques d'accord de phase ainsi que leurs performances en termes de facilité de mise au point, de gamme de longueurs d'onde générées et de flexibilité. Nous avons conclu que le quasi-accord de phase constitue la meilleure alternative assurant une bonne efficacité de conversion, avec une grande flexibilité de réalisation.

Nous nous sommes intéressés par la suite à la théorie de l'oscillateur paramétrique optique. Nous avons présenté le principe de base des OPO, les différentes architectures et leurs propriétés. Toutes ces notions seront utilisées dans le chapitre quatre consacré à la réalisation de l'OPO à base de cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions.

2 Les cristaux photoniques non linéaires

Dans ce deuxième chapitre sera étudié le concept des cristaux photoniques non linéaires de second ordre, communément appelés 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. Les différents paramètres du cristal photonique et plus particulièrement la période du réseau agissent sur les conditions d'accord de phase pour générer toute longueur d'onde contenue dans la gamme de transparence du matériau.

La conversion non linéaire de fréquences basée sur le mélange à trois ondes dans les cristaux photoniques non linéaires d'ordre deux permet ainsi de concevoir de nouvelles sources de lumière cohérente qui couvrent une plus large gamme de longueurs d'onde jusque-là impossible à atteindre avec les sources lasers conventionnelles.

Ce chapitre fournit également quelques rappels sur les réseaux photoniques et leur construction. Les différentes architectures de cristaux photoniques sont présentées avec leurs différentes caractéristiques dans les deux cas à une et deux dimensions de l'espace. Enfin, nous terminons ce chapitre par la présentation de quelques applications technologiques des cristaux photoniques non linéaires.

2.1 Concept du cristal photonique non linéaire

Les cristaux photoniques conventionnels également appelés cristaux à bande interdite photonique (BIP ou PBG : Photonic Band Gap) sont des cristaux dont la constante diélectrique est structurée périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, présentant un fort contraste d'indice sur une, deux ou trois dimensions. Ces structures possèdent des propriétés très intéressantes leur permettant de contrôler la propagation des ondes électromagnétiques dans le cristal photonique. La [Figure 2.1](#) illustre les trois types de cristaux photoniques selon la distribution de l'indice de réfraction en une, deux ou trois dimensions.

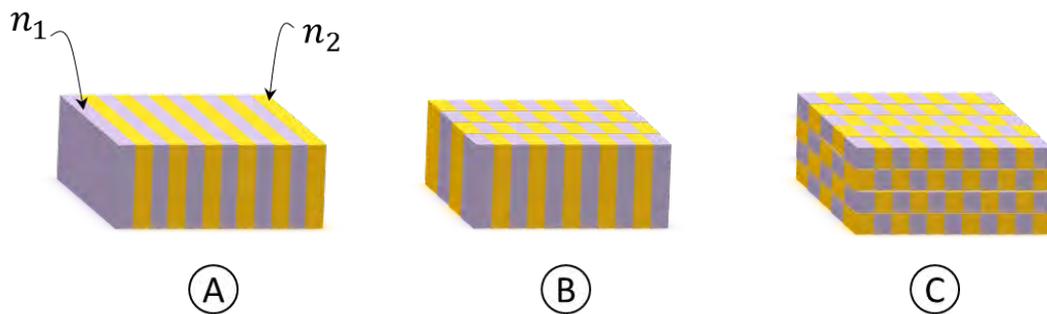


Figure 2.1: Représentation des cristaux photoniques 1D, 2D et 3D

Du point de vue matériau, il est important de noter que, jusqu'à présent, les cristaux photoniques ont été principalement réalisés dans des matériaux semi-conducteurs ou des cristaux diélectriques. Nous pouvons trouver également les cristaux photoniques fabriqués dans des cristaux non linéaires quadratiques.

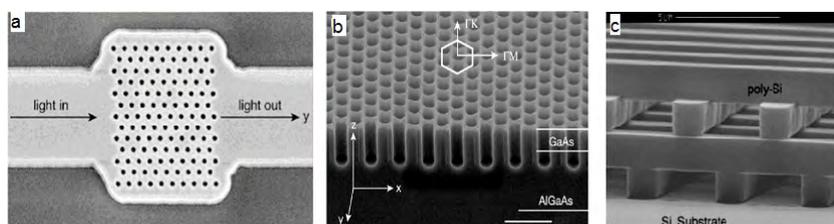


Figure 2.2: Image MEB d'une structure photonique à 2D réalisée sur le GaAs (a,b) et d'une structure tas de bois fabriquée par lithographie UV sur du silicium polycristallin [3]

Ces structures sont très utiles pour réaliser des fonctions optiques diverses comme les filtres, les guides d'ondes et les cavités optiques. L'utilisation de matériaux non linéaires de type Niobate de Lithium ou 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 microstructuration 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 [17].

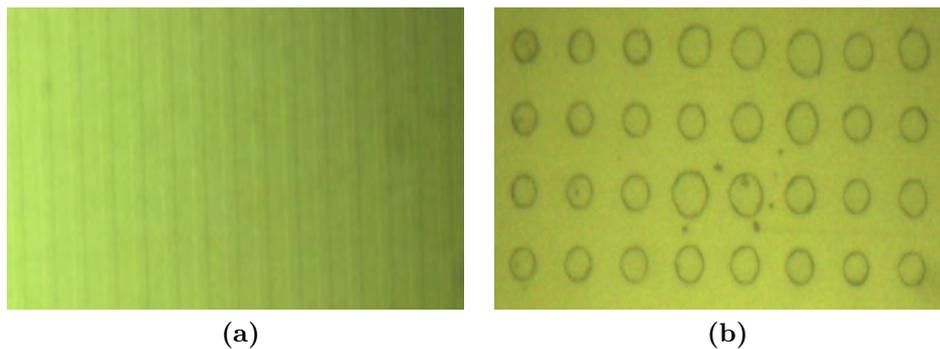


Figure 2.3: Photographie de cristaux photoniques non linéaires montrant les motifs d'inversion du coefficient non linéaire d'ordre deux (a) sur une seule dimension (b) sur deux dimensions de l'espace.

Bien que les cristaux photoniques linéaires ne soient pas l'objet de notre étude, historiquement le développement des cristaux photoniques non linéaires quadratiques s'est fait par analogie à leurs homologues linéaires. Ainsi, V. Berger [5] a proposé en 1998 d'étendre le concept des cristaux périodiquement polarisés classiques pour réaliser des structures périodiquement polarisées à deux dimensions. Bien que les méthodes de fabrication ne soient pas les mêmes, les structures de réseaux utilisées gardent globalement le même développement théorique.

2.2 Cristaux photoniques non linéaires à une dimension

L'introduction des premiers cristaux photoniques non linéaires à une dimension (plus communément appelés cristaux périodiquement polarisés) fût le fruit d'une recherche scientifique intense dans le but de concevoir une technique d'accord de phase plus efficace et plus flexible que l'accord de phase par biréfringence jusque-là utilisé. En effet, l'inconvénient majeur de l'accord de phase par biréfringence est justement la biréfringence !

Les ondes polarisées différemment se propagent suivant des directions différentes dans le cristal, en suivant les rayons ordinaire et extraordinaire suivant leurs polarisations respectives, phénomène communément appelé walkoff. Le décalage des faisceaux diminue leur recouvrement et donc la longueur d'interaction, ce qui réduit l'efficacité de conversion. Une autre limitation d'ordre pratique est due au fait que toutes les directions d'accord de phase ne sont pas permises ce qui réduit la plage des longueurs d'onde générées.

D'un autre côté, il n'est pas possible d'utiliser des matériaux non linéaires à fort coefficient non linéaire comme les cristaux cubiques parce qu'ils sont isotropes, c'est le cas notamment de l'arséniure de gallium (GaAs). Dans certains cas, lorsqu'un accord de phase peut être réalisé, il est impossible d'accéder au coefficient non linéaire le plus important, ce qui réduit considérablement l'efficacité de conversion.

L'avènement des premiers cristaux non linéaires microstructurés plus particulièrement le Niobate et le Tantalate de Lithium périodiquement polarisés (PPLN pour Periodically Poled Lithium Niobate et PPLT pour 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 2.4](#).

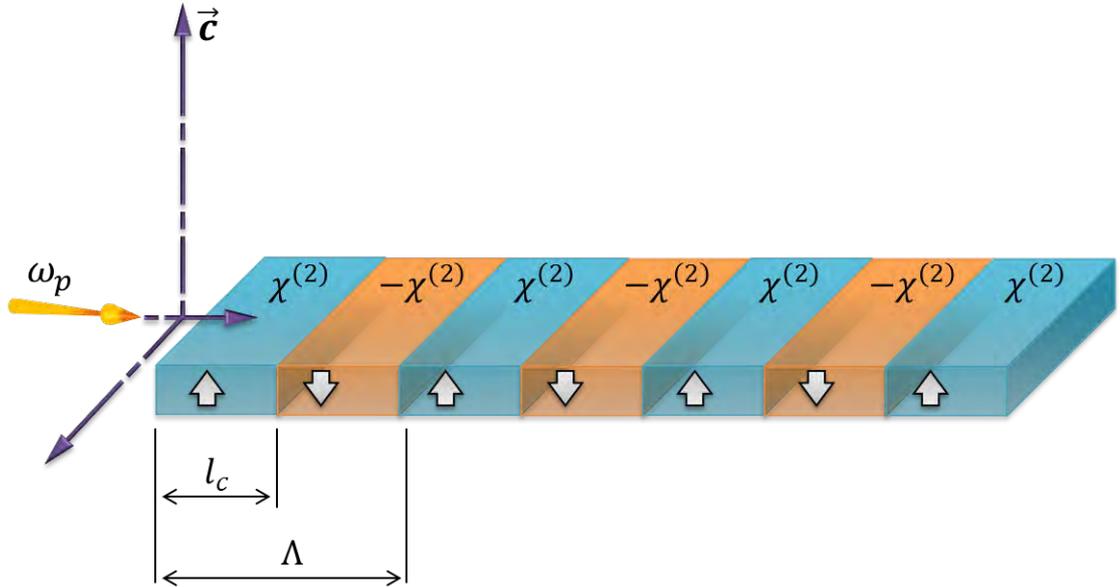


Figure 2.4: Cristal périodiquement polarisé, les domaines de retournement de la polarisation ont une largeur égale à la longueur de cohérence.

Il existe plusieurs méthodes (électriques, physico-chimiques ou par bombardement de faisceau d'électrons) pour réaliser le retournement de la polarisation en fonction du matériau utilisé. Les critères les plus importants que doivent satisfaire ces techniques sont la réalisation de structures périodiques homogènes sur une grande longueur du cristal, sans toutefois altérer la transparence ou la non linéarité du matériau. Un résumé des différentes méthodes est donné en annexe.

Le cristal photonique non linéaire, illustré sur la [Figure 2.5](#), peut être ainsi considéré comme un cristal non linéaire dont le coefficient non linéaire est modulé par une fonction de réseau périodique donnée par :

$$g(z) = \text{sign} \left[\cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} z \right) \right] \quad (2.1)$$

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 .

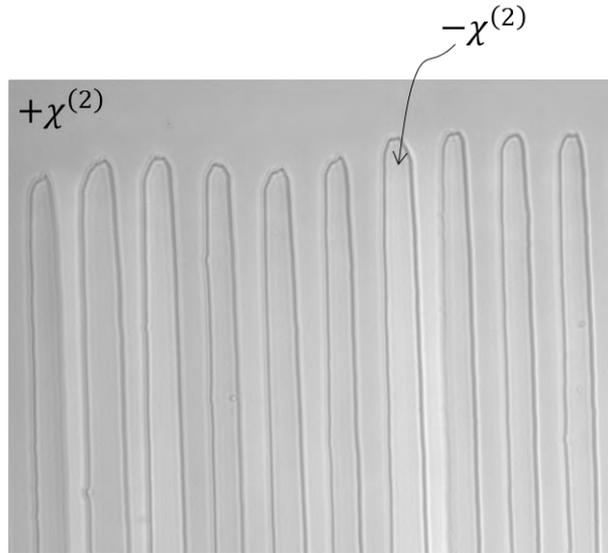


Figure 2.5: Image au microscope optique d'un cristal périodiquement polarisé de Niobate de Lithium montrant les domaines d'inversion de la polarisation.

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

$$g(z) = \begin{cases} 1 & \text{si } p\Lambda < z < (p + \sigma)\Lambda \\ -1 & \text{si } (p + \sigma)\Lambda < z < (p + 1)\Lambda \end{cases} ; p \in \mathbb{N}, \sigma < 1 \quad (2.2)$$

Par conséquent, le coefficient non linéaire en fonction de la longueur du cristal est donné alors par :

$$d(z) = g(z) \cdot d_{eff} \quad (2.3)$$

La fonction g étant périodique, elle est décomposable en série de Fourier :

$$g(z) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} G_m e^{-iK_m z} \quad (2.4)$$

où

$$K_m = m \cdot 2\pi/\Lambda \quad (2.5)$$

est le vecteur d'onde de la $m^{\text{ème}}$ composante spatiale de la série de Fourier et les G_m sont les coefficients de Fourier donnés par :

$$G_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} g(z) e^{iK_m z} dz \quad (2.6)$$

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 :

$$G_m = -\frac{i}{m\pi} (e^{i2\pi m \cdot \sigma} - 1) \quad (2.7)$$

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'efficacité de conversion est directement proportionnelle à $|G_m|^2$. La [Figure 2.6](#) décrit l'évolution de l'efficacité de la conversion paramétrique en fonction du facteur de remplissage σ pour différents ordres de quasi-accord de phase.

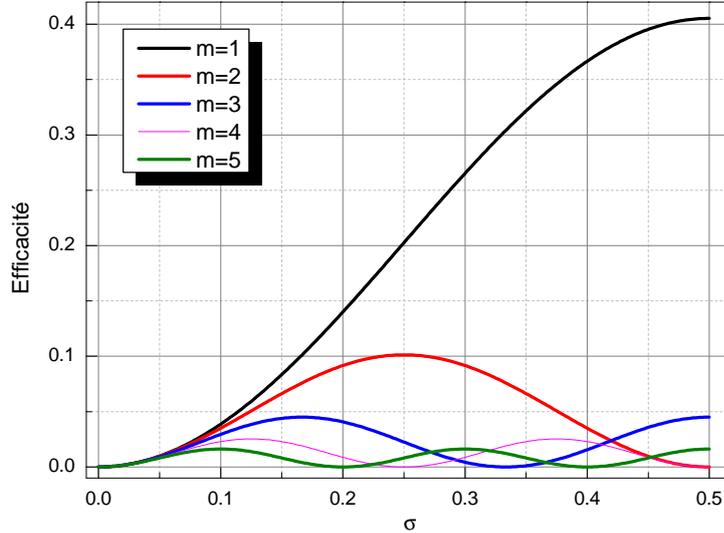


Figure 2.6: Efficacité de conversion en fonction du facteur de remplissage pour différents ordres d'accord de phase.

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

$$G_m = -\frac{i}{m\pi} ((-1)^m - 1) \quad (2.8)$$

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 ($m \cdot l_c$) toute l'énergie générée est reconvertie en énergie de pompe.

Sont regroupés dans le [Tableau 2.1](#), 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.

Table 2.1: Comparaison entre l'efficacité du quasi-accord de phase et celle de l'accord de phase par biréfringence.

<i>Ordre du QPM</i> (m)	<i>Rapport cyclique (%)</i>	<i>Réduction de l'efficacité</i> $\left(\frac{\eta_{QPM}}{\eta_{BPM}}\right)$
1	50	$\left(\frac{2}{\pi}\right)^2$
2	25 – 75	$\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{2}{\pi}\right)^2$
3	17 – 50 – 83	$\left(\frac{1}{3} \cdot \frac{2}{\pi}\right)^2$
4	12 – 38 – 62 – 88	$\left(\frac{1}{4} \cdot \frac{2}{\pi}\right)^2$
5	10 – 30 – 50 – 70 – 90	$\left(\frac{1}{5} \cdot \frac{2}{\pi}\right)^2$

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 2.2](#).

Table 2.2: Utilisations des cristaux périodiquement polarisés selon leur pas d'inversion.

<i>Période Λ</i>	<i>Applications</i>
$\Lambda < 15 \mu m$	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 lasers télécoms
$\Lambda > 25 \mu m$	OPO pompé par laser proche IR

2.2.1 Cristaux photoniques non linéaires apériodiques

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la génération paramétrique optique avec quasi-accord de phase permet de générer toute longueur d'onde pourvu qu'elle soit dans la gamme de transparence du matériau. Pour changer la longueur d'onde générée, nous pouvons soit varier la température du cristal soit changer le pas du réseau périodique. Toutefois, ces solutions deviennent rapidement très lentes et compliquées pour la première et non pratiques et très onéreuses pour la deuxième lorsqu'on veut travailler avec plusieurs longueurs d'onde simultanément.

Les structures en cascades ont été les premières à être proposées, elles sont constituées de deux ou trois réseaux périodiques différents, mis en cascade et qui peuvent réaliser des quasi-accords de phase successifs pour des processus non linéaires couplés [32, 33, 34, 35]. Arbore *et al.* ont proposé une étude théorique [36] puis la réalisation expérimentale [37] de réseaux chirpés sur du Niobate de Lithium pour une SHG multiple. Les structures quasi périodiques (QPOS : Quasi Periodical Optical Superlattice) ont été par la suite proposées [38]. Par contre, l'efficacité de conversion paramétrique pour les différents pics d'accord de phase n'est pas égale ce qui nécessite l'optimisation de la structure [39]. Le principal handicap des structures QPOS est qu'elles ne permettent pas d'optimiser l'efficacité de conversion pour toutes les longueurs d'onde générées, de même qu'elles sont très sensibles aux erreurs de fabrication et éprouvent des difficultés pour générer les longueurs d'onde désirées [40].

Les structures apériodiques (AOS : Aperiodic Optical Superlattice) ont été proposées pour la première fois par Gu *et al.* en 1999 [41] avec une optimisation à l'aide de l'Algorithme du Recuit Simulé (SAA : Simulated Annealing Algorithm). Ce sont des structures simples permettant de générer simultanément plusieurs longueurs d'onde à des efficacités de conversions optimisées en utilisant des algorithmes d'optimisation [39].

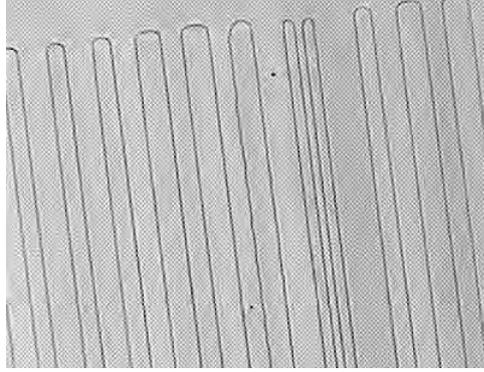


Figure 2.7: Cristal a périodique sur Niobate de Lithium [4].

Les premières structures a périodiques étaient constituées par des blocs de longueur fixe de susceptibilité d'ordre 2 positive ou négative. L'orientation de la polarisation de chaque bloc est déterminée par l'algorithme d'optimisation.

Soit $g(z)$ la fonction du réseau implanté dans un cristal de longueur L . Sa transformée de Fourier est donnée par :

$$G(\Delta k) = \frac{1}{L} \int_0^L g(z) \cdot \exp(-i\Delta k z) dz \quad (2.9)$$

Le cristal non linéaire peut satisfaire plusieurs accords de phase simultanément si la fonction $G(\Delta k)$ possède des pics localisés à Δk_m ($m = 1 \cdot \cdot N$) qui correspondent aux désaccords de phase propres à chaque processus non linéaire. Les coefficients non linéaires effectifs pour chaque processus sont donnés par :

$$d_{eff_m} = |G(\Delta k_m)| \cdot d_{ij} \quad (2.10)$$

Nous pouvons définir le rapport entre les coefficients non linéaires associés à chaque processus par :

$$\varrho = \frac{d_{eff_m}}{d_{eff_{m'}}} = \frac{|G(\Delta k_m)|}{|G(\Delta k_{m'})|} \quad (2.11)$$

Cela correspond au rapport des composantes de Fourier respectives.

La quantité $\mathcal{E}_{Lattice}$ donnée par :

$$\mathcal{E}_{Lattice} = \int_{-\infty}^{+\infty} |G(\Delta k)|^2 d(\Delta k) = \frac{2\pi}{L} \quad (2.12)$$

est définie comme étant *l'énergie totale* du réseau. Elle est constante et distribuée sur toutes les composantes de Fourier. La fraction d'énergie consommée par les différents accords de phase est donnée par :

$$\mathcal{E}_j = \frac{1}{2\pi/L} \sum_{m=1}^N \int_{\Delta k_m - \sigma/2}^{\Delta k_m + \sigma/2} |G(\Delta k)|^2 d(\Delta k) \quad (2.13)$$

où σ est la largeur spectrale du pic de Fourier dans le domaine réciproque, elle est égale à $4\pi/L$ indépendamment de la fonction du réseau tant que la plus grande période du réseau (Λ_{max}) est négligeable devant la longueur du cristal : $\Lambda_{max} \ll L$, ce qui est généralement vérifié. Cette quantité d'énergie doit être la plus large possible afin de maximiser les coefficients non linéaires effectifs.

En résumé, afin de concevoir un cristal photonique aperiodique nous permettant de générer plusieurs accords de phase simultanément nous devons considérer les points suivants [42] :

- La transformée de Fourier $G(\Delta k)$ de la fonction de réseau possède des pics à $\Delta k = \Delta k_m$, $m = 1 \cdot N$;
- Le rapport ϱ est ajustable pour atteindre une valeur constante désirée ;
- *L'énergie $\mathcal{E}_{Lattice}$ est maximale.*

Dans ce qui suit, nous présenterons une méthode ad hoc, simple et efficace pour la conception d'un cristal photonique non linéaire aperiodique. Chaque processus non linéaire est caractérisé par le désaccord de phase Δk_j . La méthode est itérative, nous considérons une première estimation de la fonction de réseau $g(z)$ comme issue du mélange de plusieurs fonctions harmoniques de

type :

$$f_j(z) = a_j \cos(\Delta k_j z + \varphi_j) \quad (2.14)$$

Nous calculons les composantes de Fourier $G(\Delta k_j)$ qui feront l'objet d'optimisation. Les nouvelles valeurs seront réintroduites pour recalculer une nouvelle fonction de réseau et recommencer le calcul jusqu'à ce qu'une condition sur la fonction de réseau sera satisfaite. Cette condition consiste à maximiser *la fonction énergie du réseau*.

Soit $f(z) = \sum_{j=1}^N f_j(z) = \sum_{j=1}^N a_j \cos(\Delta k_j z + \varphi_j)$. La fonction de réseau est donnée par :

$$\begin{aligned} g(z) &= \text{sign}[f(z)] \\ &= \text{sign} \sum_{j=1}^N a_j \cos(\Delta k_j z + \varphi_j) \end{aligned} \quad (2.15)$$

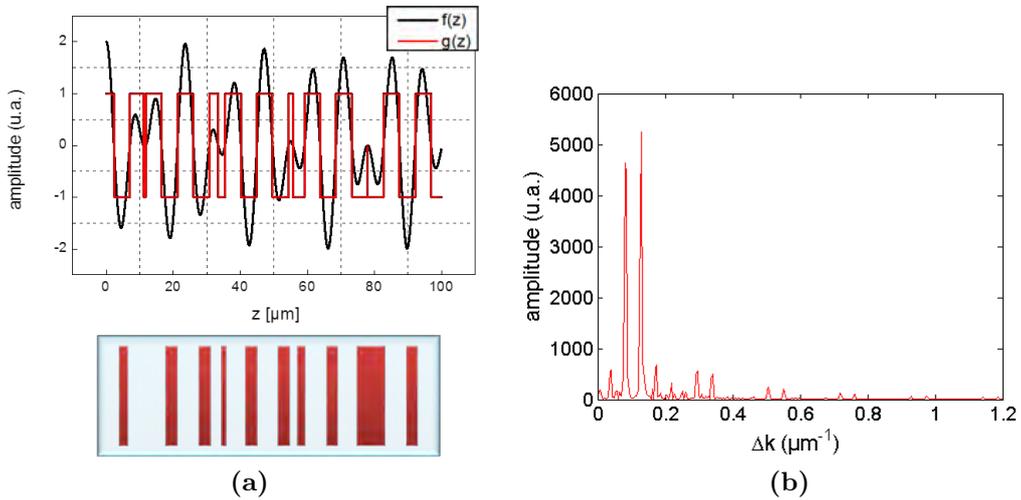


Figure 2.8: Architecture aperiodique comprenant deux périodicités $\Lambda_1 = 7.8 \mu\text{m}$ et $\Lambda_2 = 12$. Les largeurs d'inversion inférieures à la limite technologique ($\sim 3 \mu\text{m}$) sont simplement ignorées sans conséquence notable sur les performances du cristal photonique (b) Spectre de l'architecture aperiodique contenant les deux composantes de Fourier.

Lorsque le quasi-accord de phase est satisfait pour le $j^{\text{ème}}$ processus, nous avons $\Delta k_j = 2\pi/\Lambda_j$ et la fonction de réseau devient :

$$g(z) = \text{sign} \sum_{j=1}^N a_j \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_j} z\right) \quad (2.16)$$

Nous considérons que les variations de la phase φ_j n'ont pas un grand effet sur la fonction de réseau [42, 43] et nous poserons $\varphi_j = 0$, $j = 1 \cdot \cdot N$. Par conséquent, toute la tâche d'optimisation consiste à agir sur les amplitudes élémentaires a_j pour trouver la meilleure fonction du réseau.

Étant donné que l'efficacité globale est conservée, on doit s'attendre à ce que l'efficacité diminue pour chaque processus pris individuellement. D'où le besoin d'optimiser la structure pour une efficacité optimale pour toutes les longueurs d'onde générées. Les structures a périodiques sont plus flexibles et se prêtent mieux aux algorithmes d'optimisation [44] et plus particulièrement à la méthode de conception proposée par Robles-Agudo et Cudney [45]

2.3 Cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions

Les cristaux photoniques non linéaires quadratiques à deux dimensions ont été proposés par V. Berger en 1998 [5] comme une généralisation, sur deux dimensions du concept du cristal non linéaire périodiquement polarisé. Le coefficient non linéaire d'ordre deux, dans ce cas, est inversé périodiquement dans les deux directions du plan, selon un motif particulier, comme le montre la Figure 2.9.

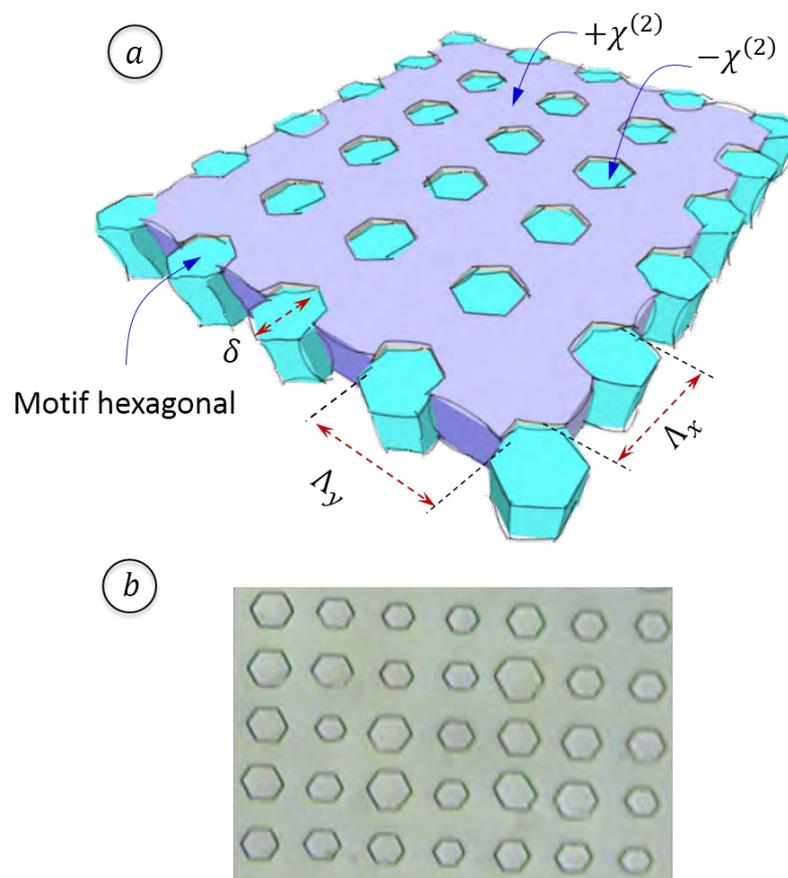


Figure 2.9: Conception du cristal photonique (a) Dimensionnement du PPLT-2D et en (b) Image au microscope optique du cristal PPLT 2D fabriqué.

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. Ces propriétés permettent d'envisager de nouvelles applications où plusieurs processus non linéaires sont réalisés simultanément, comme la détection multiple des gaz [46], le traitement d'information multicanal [47] ou la contremesure optique. Différentes méthodes ont été proposées pour la fabrication des structures 2D, comme par application de champs électriques intenses [48, 49, 50, 51].

Il est important de noter qu'à cause de la géométrie bidimensionnelle du cristal photonique, l'efficacité de la conversion paramétrique se trouve réduite comparativement au cas unidimensionnel [12]. Néanmoins, sous certaines conditions plusieurs vecteurs de réseau peuvent contribuer simultanément au même quasi-accord de phase, ce qui augmente considérablement l'efficacité de conversion [52].

2.3.1 Principe du cristal photonique à deux dimensions

L'objet élémentaire périodique définit un domaine de l'espace ayant une propriété physique propre différente de celle du milieu environnant, comme le retournement de la susceptibilité non linéaire d'ordre 2. 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. Les structures à trois dimensions sont toujours au stade de la recherche.

Construction du réseau périodique : Deux familles de lignes parallèles, verticales et horizontales, régulièrement espacées, subdivisant la structure photonique (Figure 2.10-a) sont utilisées afin d'isoler un objet élémentaire. Ces deux

familles de lignes engendrent un treillis de cellules unitaires primitives à l'intérieure desquelles l'objet élémentaire est représenté par des points imaginaires. Cette représentation transforme la structure périodique en un réseau de points référencés par une base de vecteurs indépendants ($\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$) dits vecteurs primitifs du réseau (Figure 2.10-b).

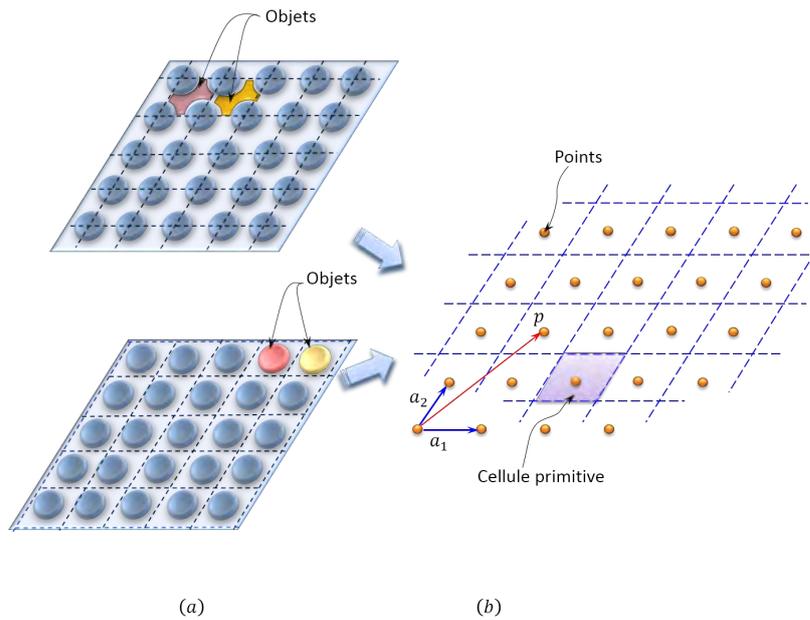


Figure 2.10: Construction d'un réseau réciproque 2D. Premièrement, on isole un objet élémentaire répétitif dans la structure. Dans le cas où celui-ci n'est pas très apparent dans la structure, on trace deux familles de lignes parallèles, verticales et horizontales, régulièrement espacées (a) sont utilisées afin d'isoler un objet élémentaire. Par la suite, le treillis engendré contient un ensemble de cellules unitaires primitives à l'intérieure desquelles l'objet élémentaire est représenté par des points imaginaires (b).

Nous pouvons constater que la détermination de la structure du réseau est indépendante du choix de l'objet élémentaire. Les distances a_1 , a_2 et l'angle $\gamma = \angle(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2)$ sont appelés les constantes du réseau. Elles caractérisent le réseau et permettent de le classifier.

structures de réseaux : En physique du solide, toutes les configurations possibles pour une structure cristalline périodique 2D sont regroupées et classifiées par les cinq réseaux de Bravais [11] comme montré sur la (Figure 2.11) :

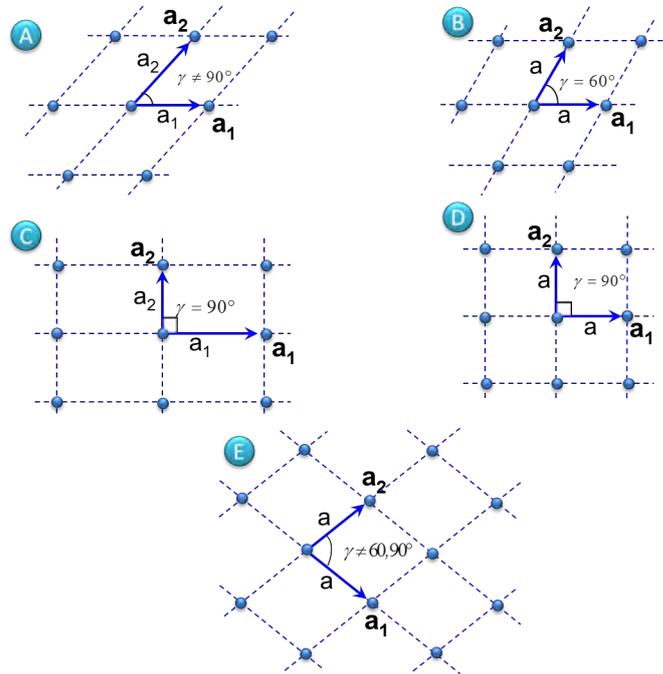


Figure 2.11: Réseaux de Bravais 2D, (A) Oblique (B) Triangulaire (C) Rectangulaire (D) Carré (E) Centré-rectangulaire.

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

$$\mathbf{p}_{mn} = m\mathbf{a}_1 + n\mathbf{a}_2 \quad (2.17)$$

Où m et n sont deux entiers arbitraires.

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

$$u(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{p}_{mn}) = \sum_{m,n} \delta(\mathbf{r} - m\mathbf{a}_1 - n\mathbf{a}_2) \quad (2.18)$$

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

Table 2.3: Caractéristiques des réseaux de Bravais.

Réseau	Dimensions	
<i>Oblique</i>	$a_1 \neq a_2$	$\gamma \neq 90^\circ$
<i>Triangulaire</i>	$a_1 = a_2 = a$	$\gamma = 60^\circ$
<i>Rectangulaire</i>	$a_1 \neq a_2$	$\gamma = 90^\circ$
<i>Carré</i>	$a_1 = a_2 = a$	$\gamma = 90^\circ$
<i>rhomboédrique</i>	$a_1 = a_2 = a$	$\gamma \neq 60^\circ \neq 90^\circ$

A ce titre, 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 (Figure 2.10-b), 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 profil circulaire est donnée par :

$$s(\mathbf{r}) = \text{circ}(r/R) = \begin{cases} -1 & \text{si } r < R \\ 1 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (2.19)$$

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

$$a(\mathbf{r}) = a(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{L}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{W}\right) \quad (2.20)$$

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

$$\chi_{ij}^{(2)} = 2d_{ij} \times g(\mathbf{r}) = 2d_{ij} \times a(\mathbf{r}) \times [u(\mathbf{r}) \otimes s(\mathbf{r})] \quad (2.21)$$

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.

Cellule primitive : Étant donné qu'un cristal photonique est une structure périodique, nous pouvons considérer que les informations contenues dans une seule période sont suffisantes pour définir toute la structure. La cellule primitive est la plus petite section du cristal photonique, qui lorsqu'elle est translatée sur les deux dimensions de l'espace permet de reconstruire le cristal en entier. La forme de la cellule primitive détermine la forme globale du réseau photonique. La détermination de la cellule primitive peut être réalisée de différentes façons [53]. Sur la [Figure 2.12](#) est illustrée une méthode simple qui permet de déterminer la cellule primitive d'un cristal photonique à deux dimensions.

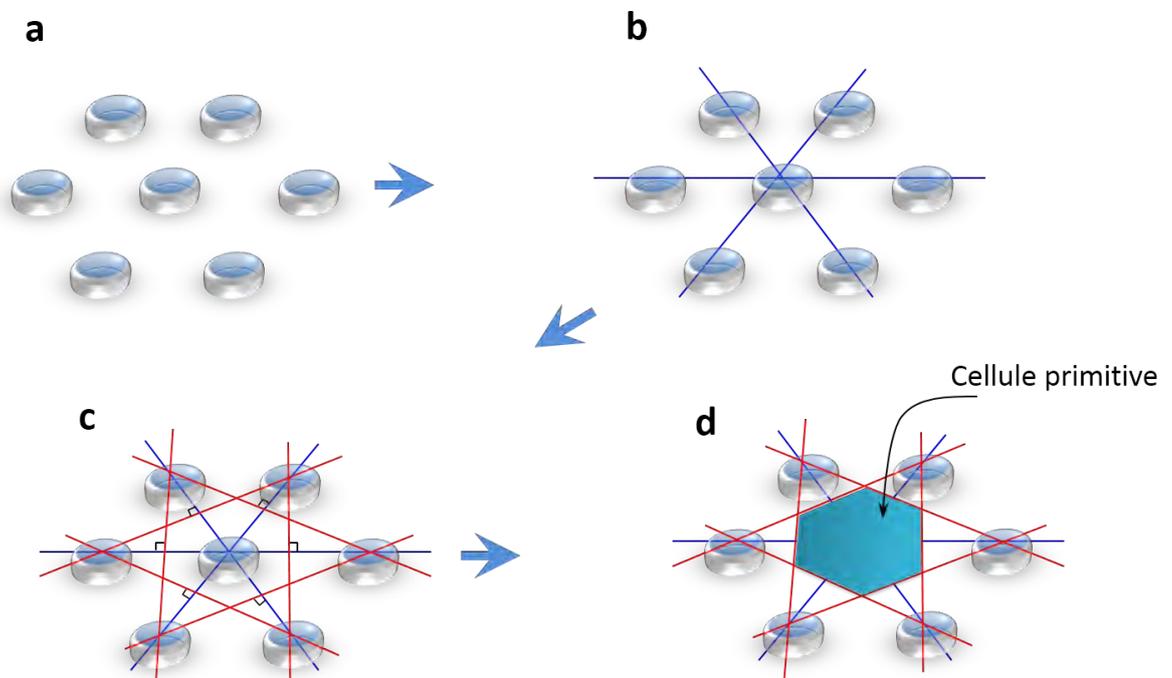


Figure 2.12: Procédure de détermination de la cellule primitive d'un cristal photonique.

La démarche consiste à :

- Sélectionner les objets élémentaires du réseau photonique, comme illustré sur la [Figure 2.12-a](#). Dans le cas des cristaux photoniques non linéaires, les objets élémentaires sont déterminés par le profil sur lequel le coefficient non linéaire d'ordre deux est inversé ;
- Interconnecter les objets élémentaires directement voisins à l'aide de segments de droite, comme illustré sur la [Figure 2.12-b](#), en prenant toujours le même point de connexion ; dans notre exemple nous avons pris le centre de l'objet ;
- Tracer les médianes des segments de droite précédents ([Figure 2.12-c](#)) ;
- La zone délimitée par ces lignes, [Figure 2.12-d](#), représente *la cellule primitive* du cristal photonique, également appelée cellule de *Wigner-Zeits*.

Réseau réciproque : La notion de réseau réciproque est très importante, car elle permet de mieux présenter les relations de dispersion lors de la propagation de l'onde électromagnétique dans le cristal photonique [11]. Jusqu'à maintenant nous avons montré que toute structure périodique possède un réseau de points, dans cette section, il sera montré également, que chaque réseau de points possède un réseau réciproque.

Le réseau réciproque est défini par les deux *vecteurs de réseau réciproque* \mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 qui constituent également une base [54], tel que :

$$a_i \cdot b_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (2.22)$$

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 :

$$\mathbf{k}_{mn} = m\mathbf{b}_1 + n\mathbf{b}_2 \quad (2.23)$$

La fonction du réseau réciproque est la transformée de Fourier de la fonction du réseau photonique, elle est donnée par [12] :

$$\begin{aligned}
 U(f) &= \frac{1}{A} \sum_{m,n} \delta \left(\mathbf{f} - \frac{m\mathbf{b}_1}{2\pi} - \frac{n\mathbf{b}_2}{2\pi} \right) \\
 &= \frac{(2\pi)^2}{A_{cp}} \delta(\mathbf{K} - m\mathbf{b}_1 - n\mathbf{b}_2) \\
 &= \frac{(2\pi)^2}{A_{cp}} \delta(\mathbf{K} - \mathbf{k}_{mn})
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

Où A_{cp} représente la surface de la cellule primitive donnée par $A_{cp} = a_1 \times a_2$, f est la fréquence spatiale dans l'espace de Fourier bidimensionnelle et $\mathbf{K} = 2\pi\mathbf{f}$ [55]. Les valeurs des constantes caractéristiques du réseau sont données dans le [Tableau 2.4](#) pour chaque type de réseau.

Table 2.4: Vecteurs de réseau primitifs et de réseau réciproque pour les cinq réseaux de Bravais [11, 12].

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

Le réseau réciproque conserve le caractère périodique du réseau photonique. Nous pouvons définir également la cellule primitive du réseau réciproque, dite également zone de Brillouin, celle-ci permet de construire le réseau réciproque

par translation sur deux dimensions dans l'espace des vecteurs d'onde. Comme illustrée sur la **Figure 2.13**, la détermination de la zone de Brillouin se fait en suivant les mêmes étapes que celles de la cellule primitive.

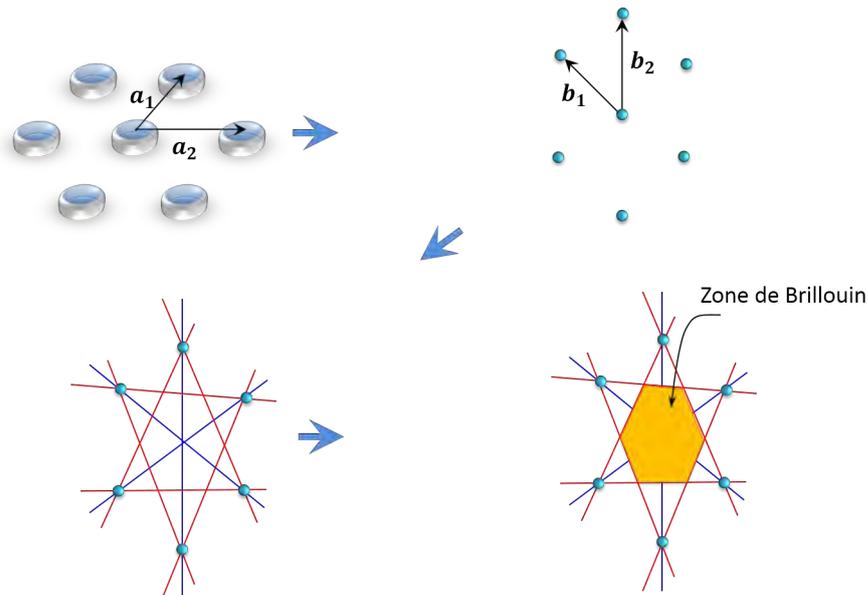


Figure 2.13: Procédure de la détermination de la zone de Brillouin d'un réseau réciproque.

2.3.2 Quasi-accord de phase dans les cristaux à deux dimensions

Le même développement théorique présenté au premier chapitre sur le quasi-accord de phase dans les cristaux périodiquement polarisés (à une dimension) peut être facilement adapté au cas des cristaux à deux dimensions. Nous adopterons les mêmes suppositions prises dans le chapitre précédent, à savoir l'approximation de l'enveloppe lentement variable, la non-déplétion de la pompe et bien sûr l'onde de pompe est polarisée parallèlement à l'axe optique du cristal.

Considérons le cas de la génération paramétrique optique dans un cristal photonique non linéaire à deux dimensions. La condition de quasi-accord de phase peut être exprimée sous la forme :

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i - \mathbf{K}_{mn} = 0 \quad (2.25)$$

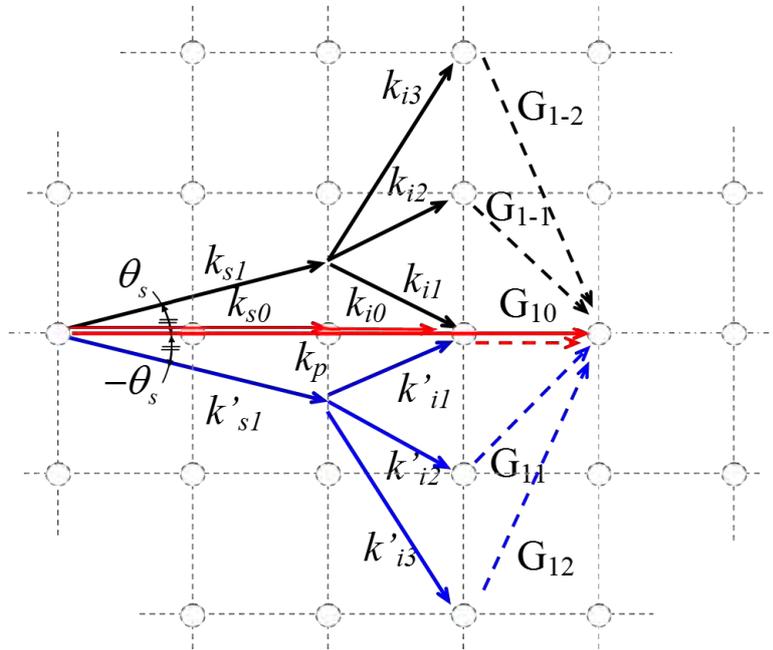


Figure 2.14: Quasi-accord de phase à deux dimensions. Un ensemble de vecteurs de réseau réciproque sont impliqués dans le quasi-accord de phase. Notons le caractère symétrique de la géométrie du quasi-accord de phase par rapport à la direction colinéaire.

Le caractère bidimensionnel du réseau réciproque permet l'implication de plusieurs vecteurs de réseau dans la géométrie du quasi-accord de phase comme illustré sur la [Figure 2.14](#). 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 [52]. Le coefficient non linéaire $d_{33}(r)$ peut être exprimé sous la forme de séries de Fourier

comme suit :

$$d_{33}(r) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{mn} \exp(i\mathbf{K}_{mn}\mathbf{r}) \quad (2.26)$$

Où G_{mn} sont les composante 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 1.20 du chapitre 1, nous donne :

$$\frac{dE_s}{dz} = \frac{4\mu_0^2 \omega_s^2 \omega_i^2 d_{33}^2 |G_{mn}|^2 |E_p|^2}{k_s k_i} E_s(z) \quad (2.27)$$

En posant $E_i(0) = 0$; nous obtenons :

$$E_s(z) = E_s(0) \cosh(g \cdot z) \quad (2.28)$$

Où g est le paramètre de *gain paramétrique* donné par :

$$g = \frac{2\mu_0 \omega_s \omega_i d_{33} |E_p|}{\sqrt{k_s k_i}} |G_{mn}| \quad (2.29)$$

Nous remarquons que l'énergie générée grâce à la satisfaction de l'accord de phase $\Delta k = \Delta k_0$ est proportionnelle à la composante de Fourier du réseau réciproque $|G_{mn}(\Delta k_0)|$.

Le **Tableau 2.5** donne les coefficients de Fourier pour les différents types de réseau.

Table 2.5: Coefficient de Fourier pour les cinq réseau de Bravais (a) cas d'un motif circulaire (b) cas d'un motif carré [12].

(a)

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>rhombodrique</i>	$G_{mn} = \frac{2R \cdot 2\cos\gamma}{a\sqrt{m^2+4n^2\cos^2\gamma-4mn \cdot \cos^2\gamma}} J_1 \left(\frac{2\pi R}{a\sin(\gamma)} \sqrt{m^2 + 4n^2\cos^2\gamma - 4mn \cdot \cos^2\gamma} \right)$

(b)

Réseau	Coefficients de Fourier (G_{mn})
<i>Oblique</i>	$G_{mn} = \frac{2XY}{a_1 a_2 \cdot \sin(\gamma)} \text{sinc} \left(m \frac{X}{a_1} \right) \text{sinc} \left[\frac{Y}{\sin(\gamma)} \left(\frac{-m \cdot \cos(\gamma)}{a_1} + \frac{n}{a_2} \right) \right]$
<i>Triangulaire</i>	$G_{mn} = \frac{4XY}{a^2 \sqrt{3}} \text{sinc} \left(m \frac{X}{a} \right) \text{sinc} \left[\frac{Y}{a} (m + 2n) \right]$
<i>Rectangulaire</i>	$G_{mn} = \frac{2XY}{a_1 a_2} \text{sinc} \left(m \frac{X}{a_1} \right) \text{sinc} \left(n \frac{Y}{a_2} \right)$
<i>Carré</i>	$G_{mn} = \frac{2XY}{a^2} \text{sinc} \left(m \frac{X}{a} \right) \text{sinc} \left(n \frac{Y}{a} \right)$
<i>rhombodrique</i>	$G_{mn} = \frac{4XY}{a^2 \cdot \tan(\gamma)} \text{sinc} \left(m \frac{X}{a} \right) \text{sinc} \left[\frac{Y}{a \cdot \tan(\gamma)} (-m + 2n) \right]$

La [Figure 2.15](#) illustre les variations de l'efficacité de conversion réalisée par

chaque vecteur de réseau réciproque pour les différents types des réseaux de Bravais. Elles ont été obtenues à partir de l'étude théorique présentée dans le [Tableau 2.5](#). Afin de simplifier les calculs et en tenant compte des erreurs de fabrication, nous pouvons considérer que le motif circulaire constitue une bonne approximation pour le motif hexagonal et carré.

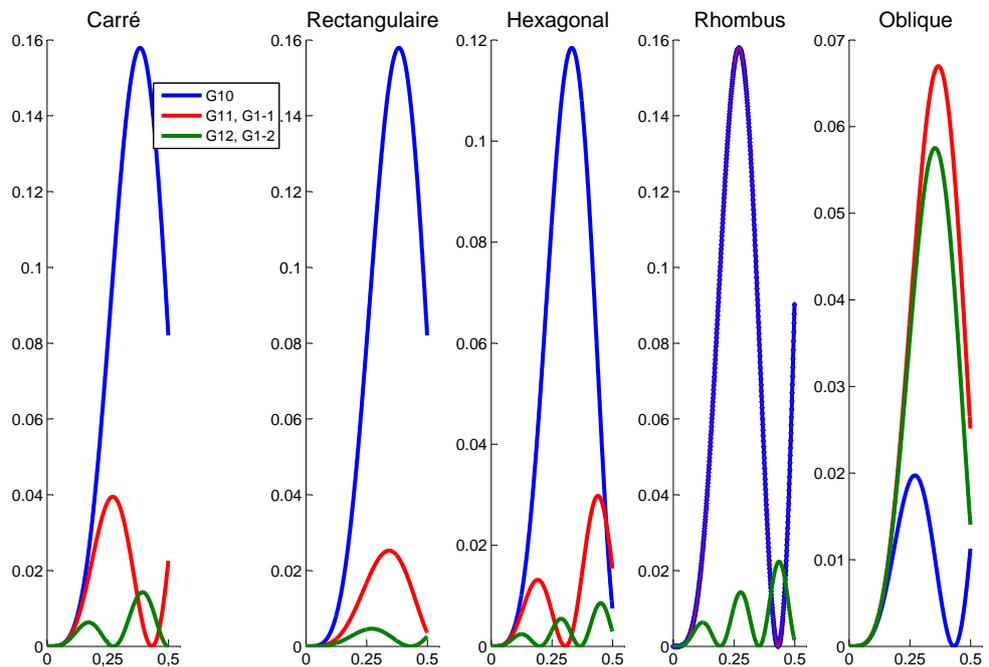


Figure 2.15: Variation de l'efficacité de conversion en fonction du rapport cyclique pour les cinq réseaux de Bravais dans le cas d'un motif circulaire.

Sur la [Figure 2.16-a](#) est représenté le réseau réciproque d'un cristal photonique non linéaire. Le réseau est carré avec des motifs circulaires et un rapport cyclique de 38%. Notons que les composantes les plus intenses sont celles d'ordre le plus faible et on dénombre 21 composantes de Fourier significatives, toutes les autres sont d'une intensité relativement faible.

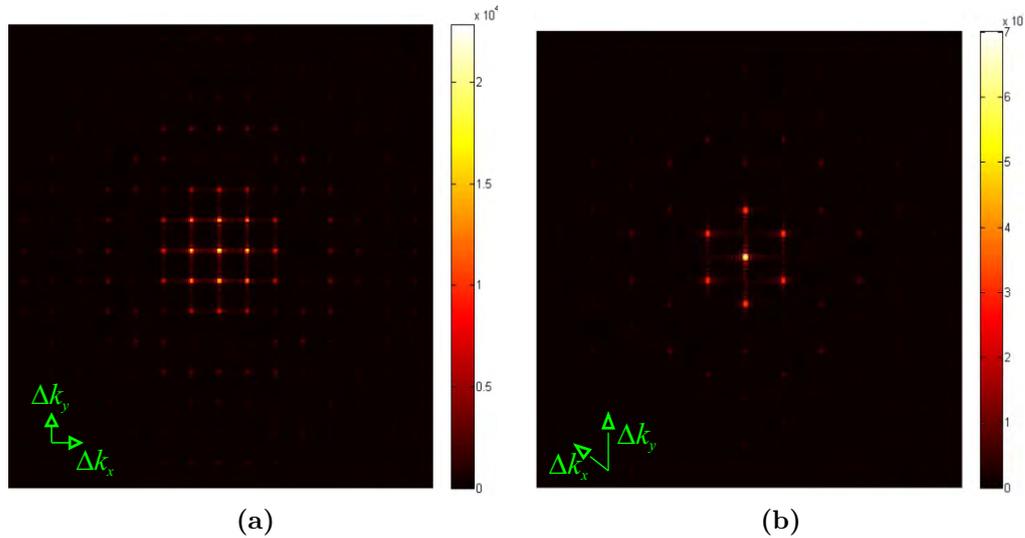


Figure 2.16: Intensité des différentes composantes de Fourier (a) Réseau réciproque carré (b) Réseau réciproque triangulaire

Sur la [Figure 2.16-b](#) nous représentons un cristal photonique non linéaire triangulaire avec son réseau réciproque à droite. Nous remarquons que l'existence de sept composantes de Fourier significatives et toutes les autres sont d'intensité relativement faible. On comparant avec le réseau carré, plus riche en composantes de Fourier significatives, nous pouvons prédire que le réseau carré permettra de générer un nombre plus important de longueurs d'onde.

2.3.3 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. Dans le cas général, l'équation d'accord de phase peut être écrite sous la forme :

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i - \mathbf{K}_{mn} \quad (2.30)$$

où les vecteurs $\mathbf{k}_{p,s,i}$ renvoient aux vecteurs d'ondes de la pompe, du signal et de l'idler respectivement. Le vecteur de réseau réciproque est donné par :

$$\mathbf{K}_{mn} = 2\pi \left(\frac{m}{\Lambda_x}, \frac{n}{\Lambda_y} \right) = K_{mn} \cdot [\cos(\theta_{mn}), \sin(\theta_{mn})] \quad (2.31)$$

Où θ_{mn} est l'angle que fait le vecteur \mathbf{K}_{mn} avec le vecteur de réseau \mathbf{a} .

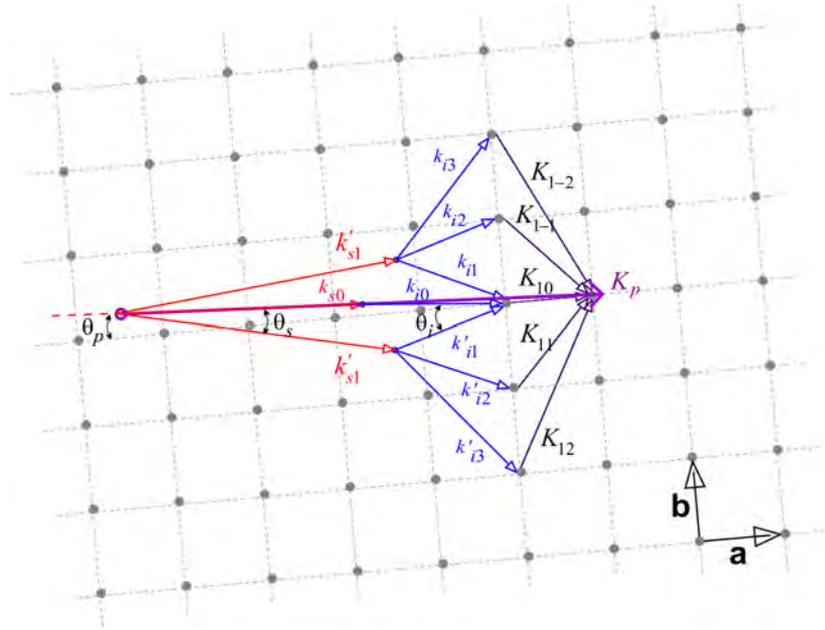


Figure 2.17: Géométrie du quasi-accord de phase non colinéaire dans les cristaux photoniques non linéaire 2D tenant en compte l'angle d'incidence de l'onde de pompe.

Dans le cas général où le faisceau de pompe fait un angle θ_p avec le vecteur de réseau primitif \mathbf{a} (Figure 2.17), 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 se scinde en deux équations sur les deux axes du cristal, parallèles aux vecteurs primitifs du réseau :

$$k_p \cos(\theta_p) = k_s \cos(\theta_s) + k_i \cos(\theta_i) + K_{mn} \cos(\theta_{mn}) \quad (2.32)$$

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

Nous nous intéressons aux différentes longueurs d'onde qui peuvent être générées et également avec quel angle de sortie l'accord de phase est-il satisfait ? À partir le système d'équations précédent, tout calcul fait, nous pouvons déduire :

$$\alpha_{mn} \cos(\theta_{s,mn}) + \beta_{mn} \sqrt{1 - \cos^2(\theta_{s,mn})} + \rho_{mn} = 0 \quad (2.33)$$

Où :

$$\alpha_{mn} = 2k_s (k_p \cos(\theta_p) - K_{mn} \cos(\theta_{mn}))$$

$$\beta_{mn} = 2k_s (k_p \sin(\theta_p) - K_{mn} \sin(\theta_{mn}))$$

$$\delta_{mn} = k_i^2 - k_s^2 - k_p^2 - K_{mn}^2 + 2k_p K_{mn} \cos(\theta_p + \theta_{mn})$$

La résolution de l'équation précédente donne :

$$\theta_{s,mn} = \pm \arccos \left(\frac{-\alpha_{mn} \delta_{mn} \pm \beta_{mn} \sqrt{\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2 + \delta_{mn}^2}}{\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2} \right) \quad (2.34)$$

L'Équation 2.34 représente les variations de l'angle de sortie pour chaque longueur d'onde signal générée ; elle peut être assimilée à la loi de Bragg non linéaire [5]. Toutefois, cette relation ne rend pas compte des intensités générées, ni du quasi-accord de phase. Elle peut être utilisée pour prédire l'angle de sortie lorsque l'accord de phase est satisfait par un vecteur de réseau particulier.

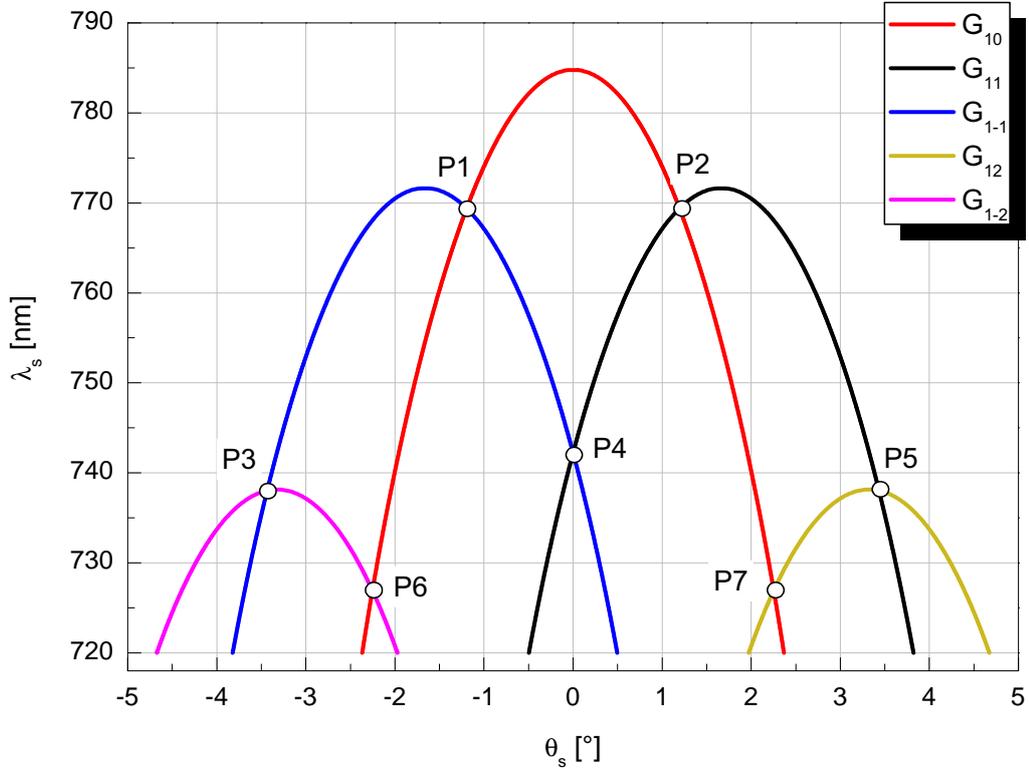


Figure 2.18: Variations des longueurs d'onde signal en fonction de l'angle de sortie selon le vecteur de réseau réciproque impliqué dans l'accord de phase, pour un cristal PPLT-2D de période $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52\mu m$.

Les courbes donnant les variations des longueurs d'onde signal en fonction de la direction de sortie sont rapportées sur la [Figure 2.18](#) pour chacun des vecteurs du réseau réciproque. 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. Nous pouvons remarquer que les longueurs d'onde générées par la contribution des ordres supérieurs de quasi-accord de phase sont le plus souvent non colinéaires.

Notons également l'existence de plusieurs points d'intersection (P_1, P_2, \dots) entre les différentes courbes, témoignant d'un quasi-accord de phase collectif dû 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. Dans ce cas, le système d'équations couplées régissant l'interaction est donné par :

$$\begin{aligned}
\frac{dE_s}{dz} &= -i \frac{\omega_s}{cn_s} d_{33} E_p [G_{mn} E_{i1}^*(z) + G_{m'n'} E_{i2}^*(z)] \cdot \exp(j\Delta kz) \\
\frac{dE_{i1}}{dz} &= -i \frac{\omega_{i1}}{cn_{i1}} d_{33} E_p G_{mn} E_s^*(z) \cdot \exp(j\Delta kz) \\
\frac{dE_{i2}}{dz} &= -i \frac{\omega_s}{cn_{i2}} d_{33} E_p G_{m'n'} E_s^*(z) \cdot \exp(-j\Delta kz)
\end{aligned} \tag{2.35}$$

Ce système d'équations traite de l'exemple où les différents vecteurs de réseau génèrent les mêmes longueurs d'onde signal et idler mais dans des directions différentes. Cette situation est illustrée sur la [Figure 2.14](#) avec les longueurs d'onde , λ_{s1} , λ_{i1} et λ_2 .

Au final, la résolution du système d'[Équation 2.35](#) donne :

$$E_s(z) = E_s(0) \cosh(g \cdot z) \tag{2.36}$$

avec, maintenant, le gain paramétrique qui devient :

$$g = \frac{2\mu_0\omega_s\omega_i d_{33} |E_p|}{\sqrt{k_s k_i}} \sqrt{|G_{mn}|^2 + |G_{m'n'}|^2} \tag{2.37}$$

Cette situation sera étudiée en détail au chapitre quatre, où sera démontré expérimentalement que plusieurs vecteurs de réseau réciproque peuvent être impliqués simultanément dans le schéma d'accord de phase d'un processus non linéaire particulier.

2.3.4 La construction du cercle d'Ewald

La sphère d'Ewald est une construction géométrique utilisée dans la description théorique de la diffraction réalisée par le réseau cristallin des solides. Elle permet de déterminer graphiquement les points du réseau réciproque, c'est-à-dire les familles de plans cristallins, donnant lieu à la diffraction. Par analogie au réseau cristallin constitué d'un arrangement périodique d'atomes ou de molécules, le formalisme de la sphère d'Ewald peut être étendu au cas des

cristaux photoniques non linéaires constitués, à leur tour, d'un arrangement de domaines de polarisation inversée périodiquement [5]. Des informations supplémentaires sur le formalisme du cercle d'Ewald, dans le cas de la diffraction des rayons X dans les solides, peuvent être trouvées dans les références suivantes : [56, 57].

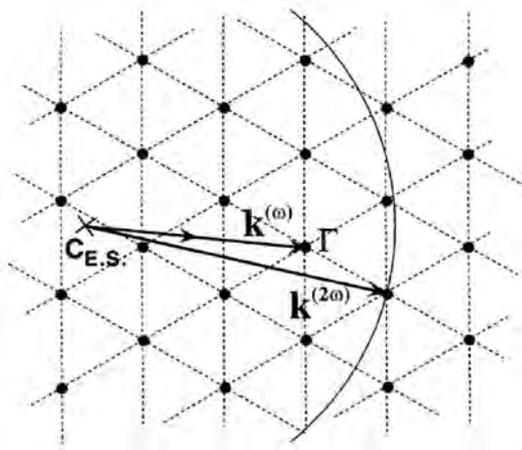


Figure 2.19: Construction du cercle d'Ewald dans le cas de la GSH [5] : dans le cas de la SHG dans un cristal photonique non linéaire 2D, la sphère d'Ewald devient un cercle de rayon $k^{(2\omega)}$, son centre (C_{ES}) est localisé à $2k^{(\omega)}$ de l'origine du réseau réciproque Γ .

En pratique, nous commençons par tracer le vecteur d'onde somme de l'onde fondamentale ($\mathbf{k}_\omega + \mathbf{k}_\omega$) avec sa terminaison confondue avec l'un des points du réseau réciproque. A partir de l'origine de ce vecteur somme, nous traçons un cercle de rayon égale au module du vecteur d'onde généré $\mathbf{k}_{2\omega}$, c'est le cercle d'Ewald. L'accord de phase est considéré alors comme un événement accidentel qui se manifeste lorsque le cercle d'Ewald passe par un point du réseau réciproque [5]. Les points du réseau par lesquels passe le cercle d'Ewald déterminent les vecteurs du réseau réciproque impliqués dans le quasi-accord de phase. La variation des longueurs d'onde générées nécessite la modification des conditions de quasi-accord de phase. Ce qui peut être réalisé en agissant sur l'onde fondamentale, soit en modifiant sa longueur d'onde ou en variant son angle d'incidence.

2.4 Conclusion

Ce chapitre constitue une introduction aux cristaux photoniques non linéaires dont le concept a été présenté par analogie aux cristaux photoniques linéaires à bandes interdites photoniques. Les cristaux photoniques non linéaires quadratiques sont devenus des composants de premier choix pour diverses applications technologiques.

Une attention particulière a été portée sur les structures bidimensionnelles. Relativement nouvelles, elles ont ouvert de nouveaux horizons et des perspectives prometteuses pour les cristaux périodiquement polarisés. En effet, ces structures possèdent un réseau réciproque riche en vecteurs de réseau qui peuvent contribuer efficacement au quasi-accord de phase. Comme nous l'avons démontré précédemment, le grand intérêt de la géométrie de quasi-accord de phase bidimensionnelle est que plusieurs vecteurs du réseau réciproque peuvent être impliqués simultanément dans des processus non linéaires différents, ce qui permet au final de générer une large gamme de longueurs d'onde. Dans certains cas plusieurs vecteurs de réseau peuvent être impliqués dans le quasi-accord de phase d'un seul processus non linéaire, améliorant ainsi significativement l'efficacité de la conversion non linéaire.

3 Génération multilongueurs d'onde dans les cristaux périodiquement polarisés 1D

LA conversion non linéaire de fréquences dans les cristaux non linéaires périodiquement polarisés est un outil incontournable pour la génération de nouvelles longueurs d'onde inaccessibles par les sources laser traditionnelles. Cependant, dans certaines applications, nous avons besoin de générer plusieurs longueurs d'onde simultanément. Ce qui ne peut pas se faire avec les cristaux périodiquement polarisés standards, sauf dans le cas où, accidentellement, toutes les conditions d'accord de phase sont satisfaites pour tous les processus non linéaires concernés. Cette configuration d'accords de phase multiples, très hasardeuse, ne permet pas de contrôler efficacement les longueurs d'onde générées ni leur nombre.

Le but de ce chapitre est d'étudier la génération paramétrique non colinéaire comme moyen de générer plusieurs longueurs d'onde. Cette solution permet d'envisager plusieurs accords de phases simultanément dans des directions différentes, permettant ainsi de générer un spectre global très large.

Ce chapitre rapporte l'étude de la génération paramétrique optique non colinéaire dans un cristal PPLT 1D, dans le but de générer plusieurs longueurs d'onde. Cette solution permet d'envisager plusieurs accords de phases simultanément dans des directions différentes, permettant ainsi de générer un spectre global très large. Plus particulièrement, nous nous intéresserons aux paramètres optimaux nécessaires pour obtenir plusieurs quasi-accords de phase simultanés.

3.1 État de l'art

Plusieurs paramètres doivent être pris en compte pour la réalisation d'une source optique cohérente efficace à base de cristaux non linéaires quadratiques. A commencer par 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.

Comme nous les avons présentés dans les chapitres précédents, le Niobate de Lithium et le Tantalate de Lithium sont caractérisés par des coefficients non linéaires importants et une gamme de transparence étendue. En contrepartie, ils souffrent des effets photoréfractifs, qui deviennent un handicap très important essentiellement lorsqu'il s'agit d'un mélange non linéaire de longueurs d'onde visibles avec des intensités importantes [58, 59]. Un nombre important de travaux ont été effectués pour améliorer la résistance aux effets photoréfractifs. Le dopage par des métaux comme le magnésium (*Mg*) [60] et l'introduction des configurations stoechiométriques améliore considérablement le seuil de dommage [61, 62, 63]. Mais ces deux techniques restent limitées à cause de quelques restrictions comme la taille des cristaux et leurs qualités optiques [64]. Des études plus récentes ont proposé de nouvelles techniques de croissance pour la réalisation de cristaux non linéaires à configuration stoechiométrique et dopés *Mg* caractérisés par une photoréfraction réduite et un coefficient thermo-optique assez bas pour faire face à ces limitations [65, 66]. Des performances très intéressantes ont été obtenues par des cristaux de tantalate de lithium stoechiométriques dopés *Mg* à 1% mol (*Mg* : *sLT*) même à température ambiante [67].

D'un autre côté, 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. Dans le but de couvrir toute la gamme de transparence du matériau, un choix doit être fait pour la longueur d'onde de pompe et la périodicité du réseau photonique.

Notons également qu'on s'intéresse de plus en plus à l'idée de combiner plusieurs processus non linéaires dans le même cristal photonique. Par exemple,

la combinaison de la génération paramétrique et de la génération du second harmonique dans le même cristal non linéaire permet d'atteindre des longueurs d'onde très petites (ultraviolettes) difficiles à atteindre par les méthodes traditionnelles [68, 69, 70].

À la recherche d'une source paramétrique performante : Dans cette perspective plusieurs travaux se sont intéressés à la génération paramétrique optique afin de réaliser des sources efficaces 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 [71]. En termes d'efficacité de conversion paramétrique, Zayhowski *et al.* [72] ont rapporté 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 0.9 ns. Également, Eger *et al.* [73] ont atteint 34% d'efficacité avec une pompe dans le vert à 532 nm ayant une durée d'impulsion de 14 ns, dans un cristal PPsLT dopé Mg. Tandis que Yu *et al.* [74] ont atteint une efficacité record de 50% dans le même cristal Mg-PPsLT et à température ambiante avec un laser Nd :YVO4 à 1064 nm.

Concernant la bande des longueurs d'onde générées, le but est de concevoir des sources capables d'émettre une large gamme de longueurs d'onde. Plusieurs travaux ont porté sur la génération paramétrique large bande. Une source infrarouge ultra large bande a été réalisée par Marcus *et al.* [75] avec une bande allant de 2.1 à 3 μm en utilisant un cristal PPLT pompé par un laser Ti :Saphir. Récemment, Levenius *et al.* [76] se sont intéressés à la génération large bande dans des cristaux Mg-PPsLT travaillant au voisinage du point de zéro GVD (*Group Velocity Dispersion*), obtenant ainsi un spectre plat de 1.2 à 3.5 μm .

Accords de phase multiples : La satisfaction de plusieurs accords de phase simultanément peut être réalisée en utilisant l'accord de phase par biréfringence [77, 78, 79, 69] ou le quasi-accord de phase [80, 81, 82, 83, 84, 85]. Le [Tableau 3.1](#) résume quelques applications nécessitant le quasi-accord de phase de plus d'un processus non linéaire simultanément. Dans le cas de l'accord

de phase par biréfringence (BPM), les accords de phases associés à chaque processus sont réalisés pour un ensemble particulier de longueurs d'onde, de polarisation, de direction de propagation et de température, conséquence de l'intersection des courbes d'accord de phase des processus mis en jeux. Dans le cas des cristaux périodiquement polarisés, l'accord de phase est réalisé pour chaque processus par les différents ordres de QPM. Dans chacune des deux méthodes, la coïncidence des accords de phase est l'acteur principal qui permet d'avoir ces générations multilongueurs d'onde, en plus des efficacités de conversion très disparates [42]. Lorsque deux processus sont réalisés simultanément dans le même cristal non linéaire, le rapport entre les coefficients non linéaires associés à chaque processus constitue un paramètre important pour évaluer l'efficacité de conversion globale [68, 86]. Ni le QPM, ni le BPM ne permettent d'ajuster ce rapport pour optimiser l'efficacité des différents processus non linéaires.

Table 3.1: Exemple d'interactions paramétriques en chaine.

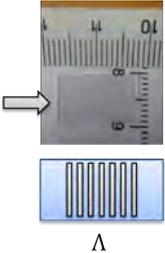
N°	Processus	Étapes de réalisation
1	<i>THG de type I</i>	$\begin{cases} \omega + \omega \rightsquigarrow 2\omega \\ 2\omega + \omega \rightsquigarrow 3\omega \end{cases}$
2	<i>OPO Auto Doublé</i>	$\begin{cases} \omega_p \rightsquigarrow \omega_s + \omega_i \\ \omega_s + \omega_s \rightsquigarrow 2\omega_{s,SHG} \end{cases}$
3	<i>OPO avec Sommation de Fréquence</i>	$\begin{cases} \omega_p \rightsquigarrow \omega_s + \omega_i \\ \omega_s + \omega_p \rightsquigarrow 2\omega_{s,SFG} \end{cases}$
4	<i>OPO Pompé en Interne</i>	$\begin{cases} \omega_f + \omega_f \rightsquigarrow \omega_p = 2\omega_f \\ \omega_p \rightsquigarrow \omega_s + \omega_i \end{cases}$

Méthodologie : La démarche suivie dans cette partie du travail, s'articule principalement sur l'étude de la géométrie du quasi-accord de phase non colinéaire comme moyen pour la génération multilongueurs d'onde. On s'intéressera aux interactions non colinéaires dans les cristaux périodiquement polarisés à une dimension de Tantalate de Lithium (PPLT-1D). Ces interactions permettent de générer une large gamme de longueurs d'onde, selon des directions de sortie différentes symétriquement par rapport à la direction colinéaire.

3.2 Étude expérimentale de la génération paramétrique optique

Pour cette étude, nous avons utilisés principalement un cristal PPLT-1D obtenus par “*poling électrique*” en collaboration avec le professeur *L.H. Peng* de la *National Taiwan University*. Les caractéristiques du cristal sont rapportés sur le [Tableau 3.2](#) :

Table 3.2: Caractéristiques du cristal PPLT-1D utilisé.

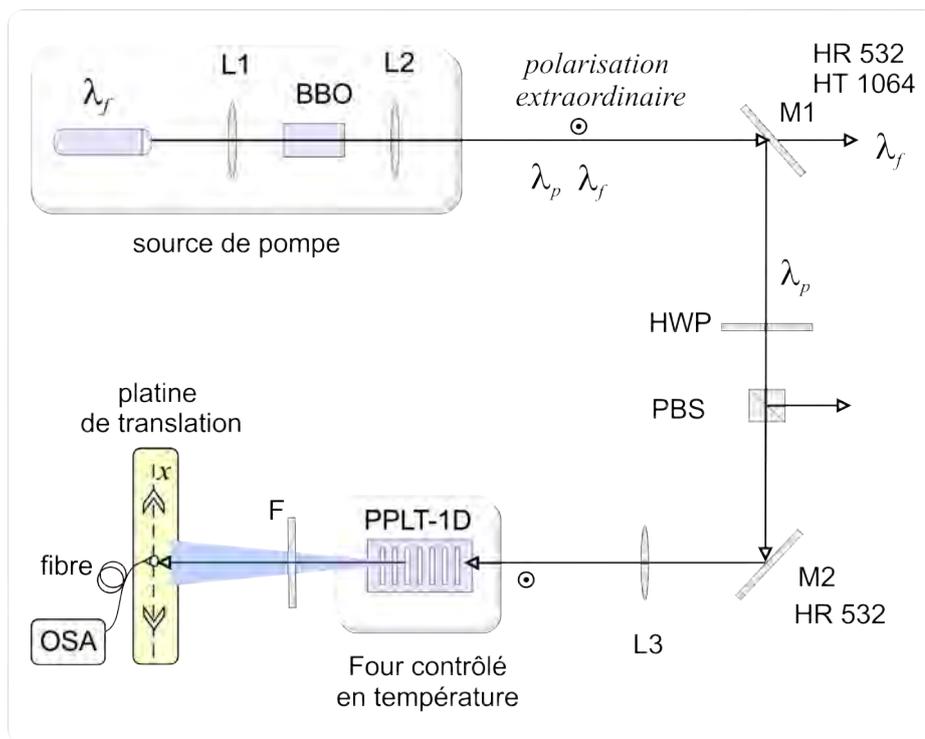
Cristal	Caractéristiques
	 <p>dimensions : $15 \times 5 \times 0.75 \text{ mm}^3$ période : $7.89 \mu\text{m}$ rapport cyclique : 50%</p>

3.2.1 Banc expérimental de génération paramétrique.

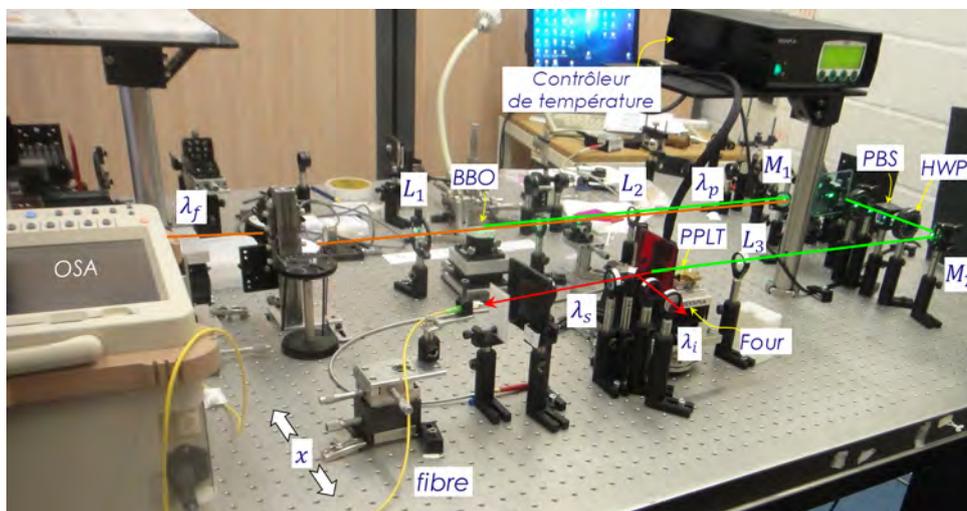
Dans la cadre de ce travail de thèse, nous avons réalisé au sein du laboratoire LPL de l’Université Paris 13, un banc expérimental pour l’étude de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires, comme illustré sur la ([Figure 3.1](#)).

Ce montage expérimental comprend :

- Une source laser de pompe est constituée d’un laser microchip Q-switch Nd :YAG à 1064 nm. Il est caractérisé 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 .



(a)

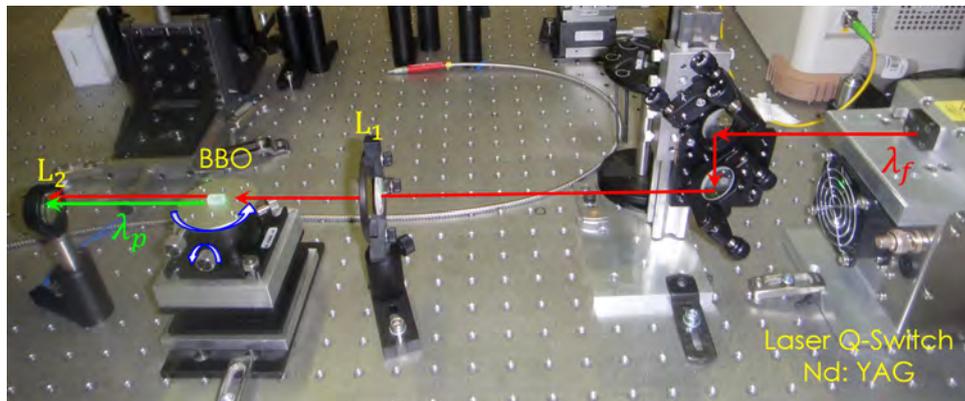


(b)

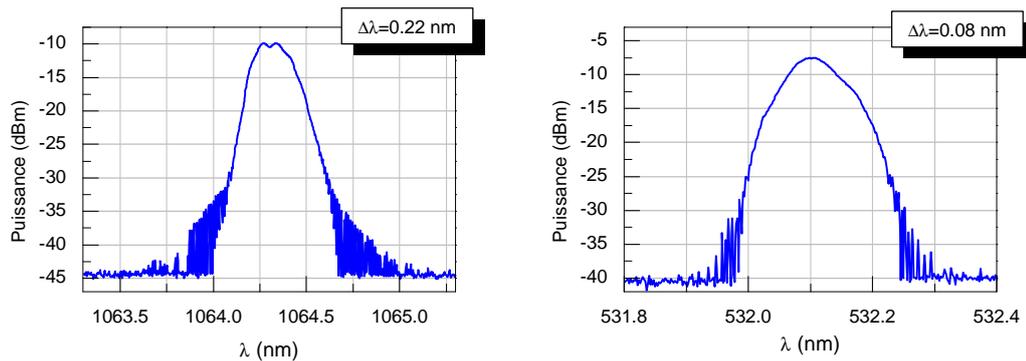
Figure 3.1: Montage expérimental de génération paramétrique optique : en (a) nous avons le schéma de principe et en (b) une photographie du banc expérimental réalisé.

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

- Un cristal BBO (β -borat de Barium) à l'intérieur duquel est focalisé le faisceau de l'onde fondamentale à 1064 nm pour générer le second harmonique à 532 nm . Les dimensions du BBO sont de $(8 \times 3 \times 3)\text{ mm}^3$ et l'angle walkoff à la sortie du cristal est de 3.2° comme indiqué par le fabricant. Ce doublage de fréquence extra-cavité, comme le montre la [Figure 3.2-a](#), est réalisé en utilisant l'accord de phase par biréfringence angulaire de type I (*ooe*). Le spectre du second harmonique est donné sur la [Figure 3.2-b](#).
- Le facteur de qualité du faisceau de pompe mesuré est $M^2 = 1.21$.



(a)



(b)

Figure 3.2: Génération du second harmonique dans le cristal BBO : en (a) photographie du doublage de fréquence dans le cristal BBO et en (b) les spectres de l'onde fondamentale à 1064 nm et du second harmonique à 532 nm .

- Un miroir M_1 , 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 $50\text{ }\mu\text{J}$. 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 (L_3) avec une longueur de Rayleigh supérieure à la longueur du cristal. Pratiquement nous avons travaillé avec une longueur de Rayleigh de 13.3 cm .

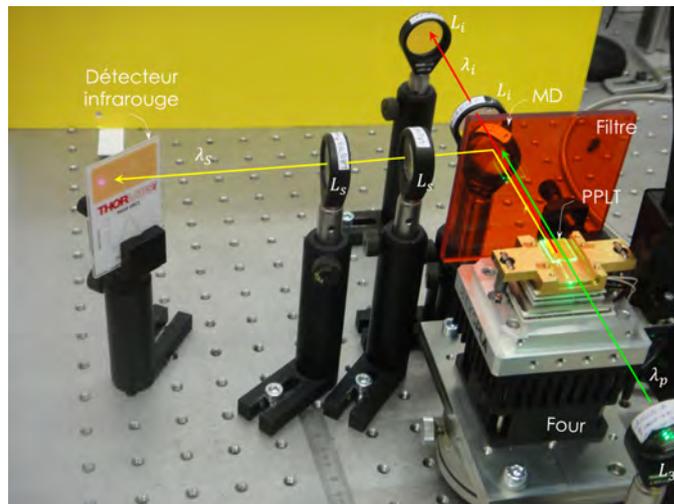


Figure 3.3: Injection du faisceau pompe dans le cristal PPLT. Les lentilles L_i et L_s sont traitées antireflet dans les gammes spectrales des ondes signal et idler respectivement, permettent de mettre en forme faisceaux générés et de les injecter dans la fibre du spectromètre.

- 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 $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Comme illustré sur la **Figure 3.3**, nous avons utilisé un

filtre passe-haut (F) à la sortie du cristal, pour filtrer la longueur d'onde de pompe résiduelle.

- Un miroir dichroïque (MD), ayant une fréquence de coupure $f_c = 1180 \text{ nm}$, permet de séparer les faisceaux signal et idler. Deux systèmes de lentilles L_s et L_i traitées antireflet dans les gammes des longueurs d'onde signal et idler respectivement permettent de mettre en forme les deux faisceaux générés.
- 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.

3.3 Génération paramétrique non colinéaire dans les cristaux PPLT-1D

Cette étude constitue une partie importante de notre travail. A rappeler que l'un des objectifs de ce travail porte sur la génération multilongueurs d'onde à base de la génération paramétrique optique.

Il est important de noter que durant tout le travail expérimental, la direction du faisceau de pompe demeure inchangée et reste parallèle au vecteur du réseau réciproque. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la génération paramétrique optique dans la direction colinéaire. Nous avons varié la température de fonctionnement entre 30°C et 190°C afin de voir l'effet de la température sur l'OPG en termes des longueurs d'onde et des puissances générées.

La [Figure 3.4](#) rapporte la variation des longueurs d'onde signal et idler en fonction de la température. On constate un excellent accord entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques. En moyenne, nous avons calculé une différence de 1 nm qui peut être attribuée aux différentes sources d'erreur possibles comme les fluctuations de la température $\pm 0.1^\circ\text{C}$, les irrégularités possibles du réseau périodique et les erreurs de la mesure proprement dites.

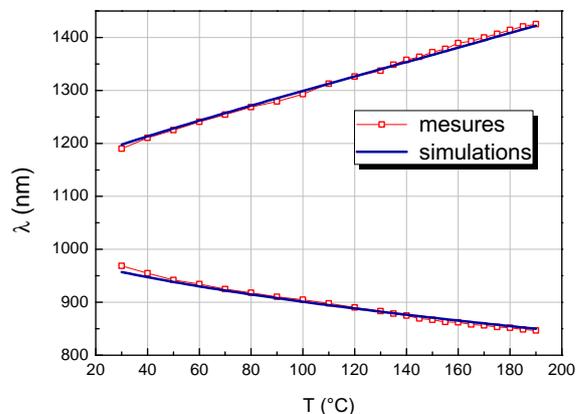


Figure 3.4: Tuning en température de la génération paramétrique.

Par la suite, nous nous sommes intéressés la tolérance lorsqu'un des paramètres expérimentaux, comme la température ou la longueur d'onde de pompe λ_p fluctue. L'acceptance en température ΔT est définie comme étant l'écart en température par rapport à la température du quasi-accord de phase T_{QPM} , tel que $\Delta kL = \pm 2\pi$. Avec cette définition, l'acceptance est définie non pas à mi-hauteur de la fonction sinus cardinal au carrée $\text{sinc}^2(\Delta kL/2)$, mais plutôt à $4/\pi^2 = 0.405$ [8].

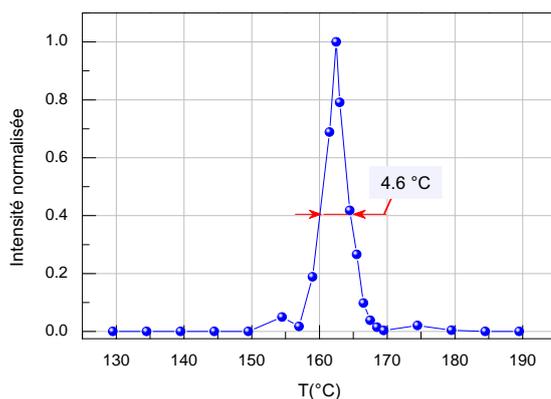
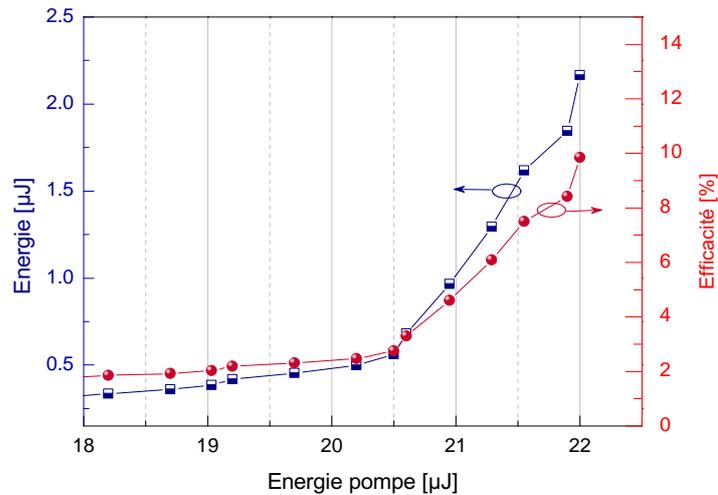


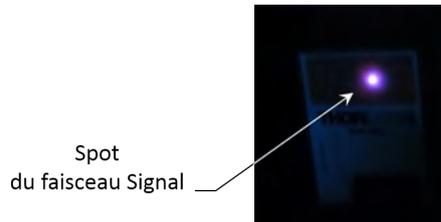
Figure 3.5: Acceptance en température du cristal PPLT.

La variation de l'intensité optique en fonction de la température, pour l'onde signal à 870 nm , est donnée sur la **Figure 3.5**. L'allure est en sinus cardinal

avec un maximum à $162.5^{\circ}C$, entouré de lobes secondaires de faible intensité. L'acceptance en température est de l'ordre de $\Delta T = 4.6^{\circ}C$. Elle est suffisamment grande par rapport à la stabilité de $\pm 0.1^{\circ}C$ affichée par le contrôleur de température utilisé, ce qui permet de maintenir une stabilité de la condition d'accord de phase $\Delta k = 0$.



(a)



(b)

Figure 3.6: Variation des intensités des ondes signal générées en fonction de l'intensité de l'onde de pompe avec l'efficacité de la conversion paramétrique (a) photographie du spot du faisceau signal généré à 870 nm sur un détecteur infrarouge pour une intensité maximale de $2.2 \mu J$.

L'évolution de l'énergie de l'onde signal en fonction de l'onde de pompe est donnée sur la [Figure 3.6](#). Cette dernière, rapporte également la variation de

l'efficacité de la conversion paramétrique en fonction de l'énergie pompe. Elle atteint 10% pour une énergie maximale de la pompe de $22 \mu J$.

Dans la suite de cette étude, nous nous sommes focalisés sur la géométrie d'accord de phase non colinéaire dans les cristaux périodiquement polarisés à une dimension. La relation d'accord de phase étant à l'origine vectorielle, elle offre la flexibilité nécessaire pour réaliser des interactions non colinéaires permettant de générer une large gamme de longueurs d'onde. Dans ce type d'interactions la relation d'accord de phase est purement vectorielle, elle est donnée par :

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_m \quad (3.1)$$

avec $|\mathbf{k}_m| = k_m = m2\pi/\Lambda$ où Λ est la période d'inversion du cristal photonique et m indique l'ordre du quasi-accord de phase.

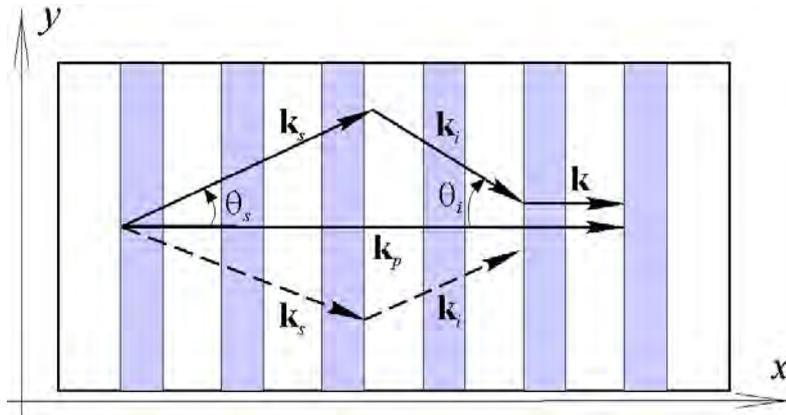


Figure 3.7: Géométrie de l'interaction non colinéaire dans un cristal photonique non linéaire 1D.

Afin d'effectuer cette étude, nous avons rajouté un degré de liberté supplémentaire au montage expérimental, précédemment décrit. Il s'agit, comme illustré sur la [Figure 3.1-a](#), de translater la fibre optique de l'analyseur de spectre optique transversalement par rapport à la direction colinéaire de la pompe. Les mesures sont effectuées comme indiqué sur la [Figure 3.8](#).

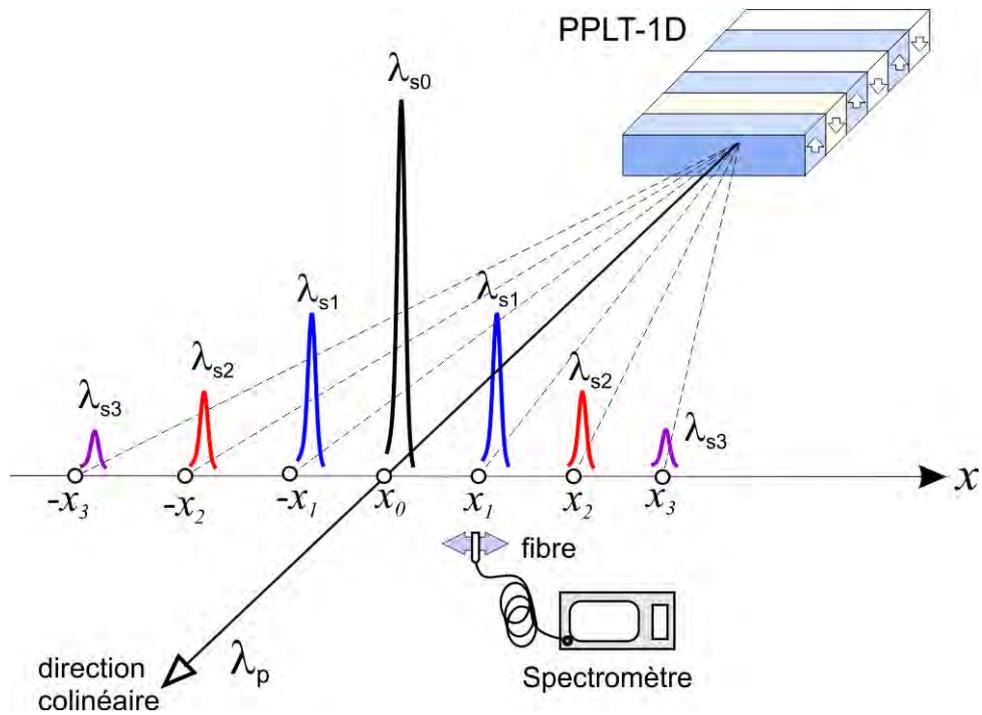


Figure 3.8: Observation de la génération multilongueurs d'onde.

En fixant la température de fonctionnement à 162.5°C , température optimale pour la génération de la longueur d'onde signal à 870 nm , nous observons que cette dernière est générée suivant la direction colinéaire. En déplaçant la fibre optique transversalement nous observons l'apparition continue de nouveaux spectres centrés sur des longueurs d'onde différentes, comme indiqué sur la [Figure 3.8](#). Apparaissant de part et d'autre de la direction colinéaire, ces longueurs d'onde sont distribuées dans l'espace symétriquement par rapport à la longueur d'onde colinéaire. Les spectres collectés sont rapportés sur la [Figure 3.9](#).

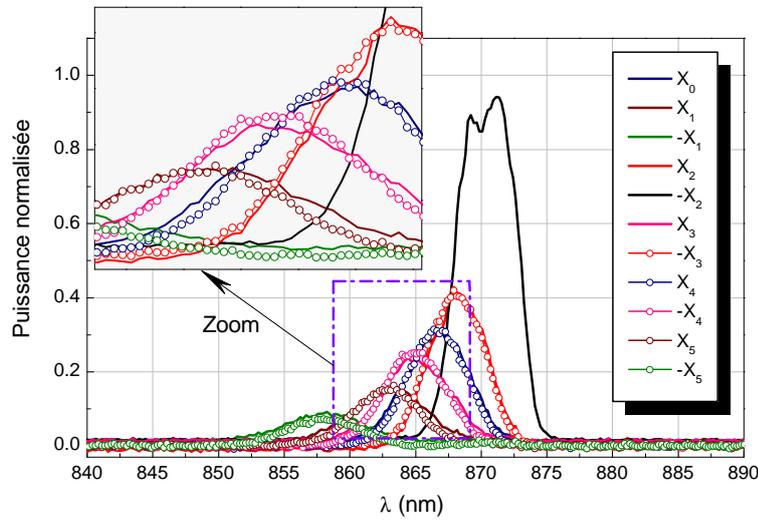


Figure 3.9: Spectre des longueurs d'onde signal mesurés sur différentes positions transversales symétriques par rapport à la direction colinéaire, les positions x_i et $-x_i$ sont symétriques par rapport à la position colinéaire de la pompe x_0 .

Nous remarquons que les mêmes spectres sont générés de part et d'autre de la direction colinéaire et que la longueur d'onde générée dans la direction colinéaire est la plus importante. Comme illustré sur la [Figure 3.10-a](#), les spectres collectés ont des longueurs d'onde centrales qui deviennent de plus en plus petites à mesure qu'on s'éloigne de la direction colinéaire.

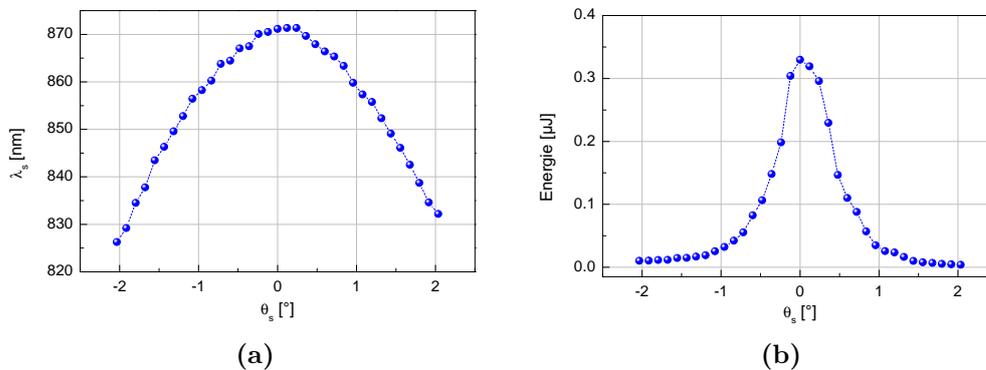


Figure 3.10: Variation des longueurs d'onde générées (a) et de leurs intensités (b) en fonction de la position transversale.

Nous remarquons, comme est indiqué sur la **Figure 3.10-b**, l'intensité des ondes générées est maximale pour l'onde colinéaire et elle diminue progressivement lorsque l'on s'éloigne transversalement vers les directions périphériques.

3.3.1 Analyse des résultats et interprétation

A priori rien ne peut empêcher les interactions non colinéaires d'exister dans un cristal périodiquement polarisé, de même que les quasi-accords de phase d'ordre supérieur. L'interaction entre les différents processus non linéaires fait qu'au final il ne subsistera que l'accord de phase le plus efficace[87], tous les autres deviendront négligeables.

Discutions sur les observations : Afin d'analyser les résultats expérimentaux rapportés ci-dessus, il est possible de considérer les hypothèses suivantes :

1. Les différentes composantes spectrales de l'onde de pompe contribuent efficacement à des quasi-accords de phase supplémentaires, permettant ainsi de générer un spectre global assez large.
2. La longueur du cristal affecte également le nombre des longueurs d'onde générées à la sortie du cristal selon la longueur de cohérence. Nous pouvons alors supposer que la longueur du cristal serait suffisamment petite pour que la largeur de bande générés soit très grande.
3. La focalisation trop importante du faisceau de la pompe le rendrait trop divergent et ferait en sorte que la période du réseau impliquée dans le quasi-accord de phase sera de plus en plus importante lorsqu'on s'éloigne de la direction colinéaire. Comme illustré sur la **Figure 3.11**, ceci a pour effet de générer de nouvelles longueurs d'onde signal, moins importantes que celle générée sur la direction colinéaire et cela de façon symétrique.
4. Finalement, serait-il possible qu'une multitude d'interactions non colinéaires soient réalisées à l'intérieure du cristal PPLT-1D et qu'elles soient à l'origine de la génération de plusieurs longueurs d'onde spatialement dispersées ?

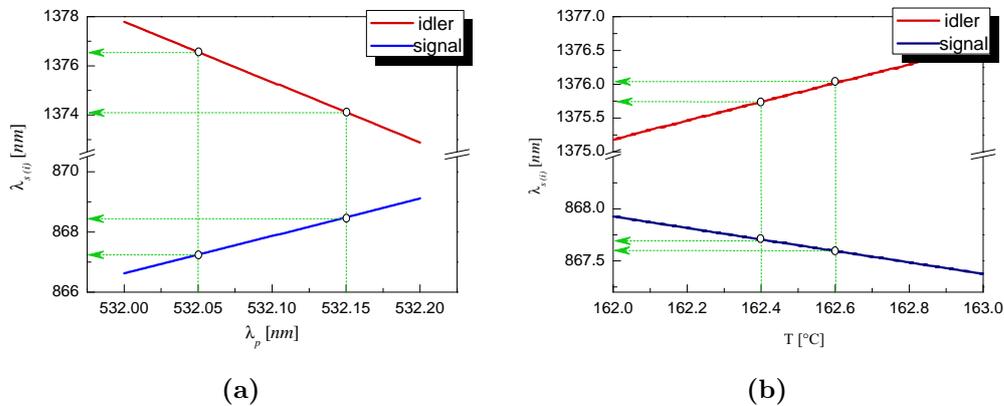


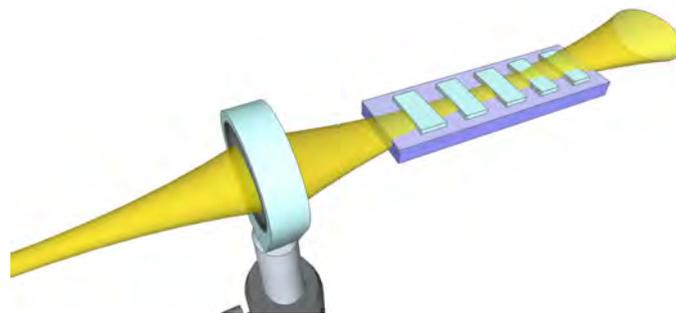
Figure 3.11: Variation de la gamme des longueurs d'onde signal et idler (a) sous l'effet de l'instabilité de la longueur d'onde de pompe et (b) des fluctuations de la température.

Comme indiqué sur la [Figure 3.2-b](#), la longueur d'onde de pompe est centrée sur 532.1 nm avec une largeur spectrale de 0.08 nm. Sur la figure [Figure 3.11-a](#), sont illustrées les longueurs d'onde signal et idler générées dans le cas où la longueur d'onde de pompe varie de 532 à 532.2 nm. Nous constatons que les longueurs d'onde signal varient entre 867.24 et 868.5 nm, tandis que les longueurs d'onde idler varie entre 1374.1 et 1376.5 nm. Ces gammes de longueurs d'onde sont beaucoup plus faibles que celles observées expérimentalement sur la [Figure 3.9](#) pour considérer la largeur spectrale de la source comme étant à l'origine de la génération multilongueurs d'onde non colinéaire. De même que les fluctuations de la température, étudiées sur la [Figure 3.11-b](#), ont un effet très limité sur les longueurs d'onde générées qui varient de 0.5 nm pour les ondes signal lorsque la température fluctue de $\pm 0.1^\circ\text{C}$.

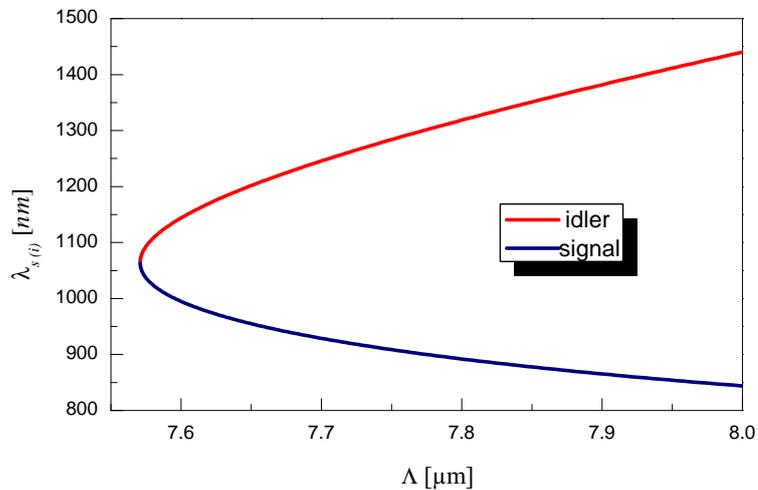
D'un autre coté, l'étalement spectral autour de la longueur d'onde centrale est inversement proportionnel à la longueur du cristal [88, 89]. Plus l'échantillon est long, plus le spectre est étroit. En effet, seuls les élargissements spectraux étroits possèdent des longueurs de cohérence suffisamment grandes pour interférer constructivement tout au long du cristal. Cependant les longueurs d'onde latérales générées contribuent uniquement à la largeur de la bande autour de la longueur d'onde de quasi-accord de phase et restent relativement faibles et prennent toujours la même direction. Ce qui implique que la longueur du cristal

n'est pas responsable de la génération multilongueurs d'onde non colinéaire.

La troisième supposition traite du cas où le faisceau de pompe est trop focalisé à l'intérieur du cristal. Comme illustré sur la [Figure 3.12-a](#), la divergence du faisceau favorise la création de différents quasi-accords de phase suivant les autres directions de propagation. La période du réseau vue dans les directions non colinéaires est de plus en plus grande à mesure qu'on s'éloigne de la direction colinéaire.



(a)

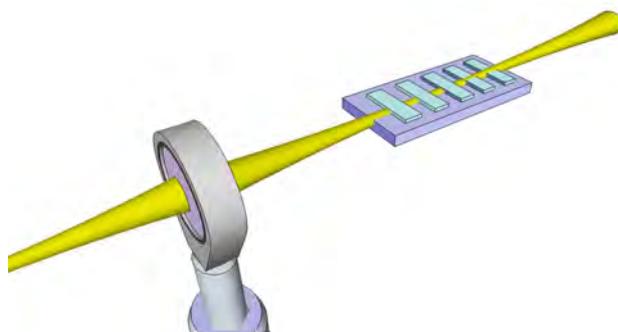


(b)

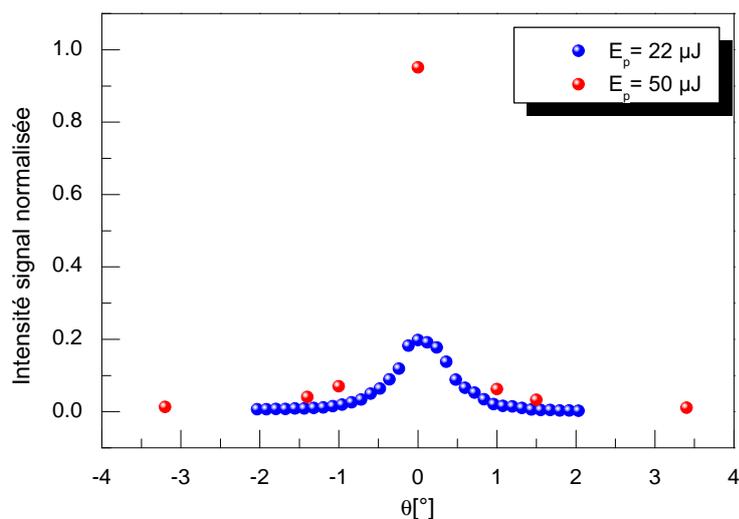
Figure 3.12: (a) Focalisation trop forte du faisceau de pompe (b) Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la variation du pas du réseau.

Sur la [Figure 3.12-b](#), nous constatons que les longueurs d'onde signal générées sont de plus en plus petites lorsque la période du réseau augmente. Par

conséquent, la longueur d'onde signal générée sur la direction colinéaire est plus grande que celles générées sur les directions non colinéaires. Cette situation ressemble beaucoup à nos observations expérimentales schématisées sur la [Figure 3.8](#).



(a)



(b)

Figure 3.13: (a) Faisceau pompe sous la forme de faisceau d'ondes planes (b) variations de l'intensité des ondes signal en fonction de l'angle de sortie pour des intensités de l'onde de pompe de 22 et 50 μJ .

Si cette dernière hypothèse semble être beaucoup plus probable que les deux premières, il subsiste, néanmoins, quelques points particuliers qui restent sans réponse. En réalité, le faisceau de pompe n'est pas trop focalisé, nous avons

estimé une distance de Rayleigh d'environ 13 cm , largement supérieure à la longueur du cristal. Comme c'est schématisé sur la [Figure 3.13](#), le faisceau pompe parcourt le cristal sous la forme d'un faisceau d'ondes planes jusqu'à sa sortie.

La [Figure 3.13](#) donne les variations de l'intensité des longueurs d'onde signal en fonction de l'angle de sortie. Nous avons augmenté l'énergie de la pompe passant ainsi de 22 à $50\ \mu\text{J}$. La courbe en bleu est celle donnée sur la [Figure 3.10-b](#) obtenue également à $22\ \mu\text{J}$. Travailler avec une intensité de pompe plus importante a amélioré considérablement l'intensité de l'onde signal générée sur la direction colinéaire, sans toutefois, et contrairement aux attentes, changer énormément l'intensité des autres longueurs d'onde non colinéaires. Ce résultat contredit l'hypothèse en cours, car l'augmentation de l'intensité de la pompe augmenterait nécessairement l'intensité des faisceaux divergents et par conséquent l'intensité des ondes signal non colinéaires seront substantiellement plus importantes.

En sommes, les trois hypothèses étudiées jusque là ne permettent pas d'expliquer les observations expérimentales. La dernière hypothèse est celle d'interactions non colinéaires multiples. Dans la section suivante nous présenterons une géométrie de quasi-accord de phase non colinéaire à base du vecteur du réseau réciproque.

Quasi-accord de phase non colinéaire : Sur la [Figure 3.14](#), nous proposons un schéma d'accord de phase qui tient compte du caractère non colinéaire des interactions. Le vecteur d'onde de la pompe \mathbf{k}_p est parallèle à celui du réseau réciproque \mathbf{k} et les différentes longueurs d'onde générées $\lambda_{s,1} > \lambda_{s,2} > \dots > \lambda_{s,n}$ sont associées respectivement aux vecteurs d'onde $\mathbf{k}_{s,1}, \mathbf{k}_{s,2}, \dots, \mathbf{k}_{s,n}$ qui pour leur part forment respectivement les angles $0 < \theta_{s,2} < \dots < \theta_{s,n}$ avec le vecteur d'onde de la pompe. Le même raisonnement est fait, également, avec les longueurs d'onde idler avec $\lambda_{i,1} < \lambda_{i,2} < \dots < \lambda_{i,n}$ et $0 < \theta_{i,2} < \dots < \theta_{i,n}$.

Les ondes non colinéaires signal et idler sont générées symétriquement par rapport à la direction colinéaire avec des spectres quasi identiques comme montré sur la [Figure 3.9](#).

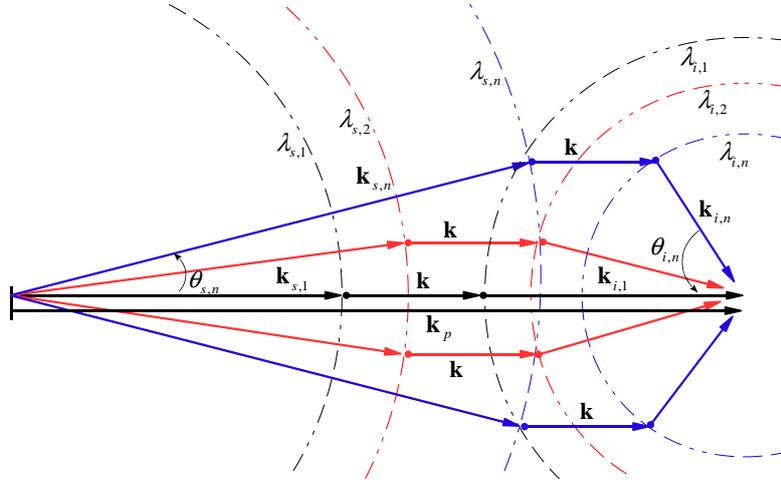


Figure 3.14: Schéma de quasi-accord de phase non colinéaire.

Pour toute solution possible du quasi-accord de phase pour le $j^{\text{ème}}$ processus non linéaire, les couples $(\lambda_{s,j}, \pm\theta_{s,j})$ et $(\lambda_{i,j}, \pm\theta_{i,j})$ sont uniques, et satisfont :

$$\begin{aligned} k_{s,1} &< k_{s,2} \cos(\theta_{s,2}) < \dots < k_{s,n} \cos(\theta_{s,n}) \\ k_{i,1} &> k_{i,2} \cos(\theta_{i,2}) > \dots > k_{i,n} \cos(\theta_{i,n}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Le vecteur d'onde de la pompe est parallèle au vecteur du réseau réciproque : $\mathbf{k}_p \parallel \mathbf{k}$, l'équation d'accord de phase peut être réécrite sous la forme :

$$\begin{aligned} k_p &= k + k_s \cos(\theta_s) + k_i \sin(\theta_i); \text{ sur l'axe } (x) \\ k_s \sin(\theta_s) &= -k_i \sin(\theta_i); \text{ sur l'axe } (y) \end{aligned} \quad (3.3)$$

d'où :

$$\cos(\theta_s) + (\cos(\theta_s) + a)^{1/2} = b \quad (3.4)$$

avec : $a = \left(\frac{k_i}{k_s}\right)^2 - 1$ et $b = \frac{k_p - k}{k_s}$.

La résolution de l'équation précédente donne l'angle de sortie des ondes signal en fonction de la longueur d'onde :

$$\theta_s = \pm \arccos \left(\frac{k_p - k}{k_s} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{4 \left(\frac{k_p - k}{k_s} + \left(\frac{k_i}{k_s} \right)^2 \right) - 3} \right) \quad (3.5)$$

Sur la **Figure 3.15** est présentée la solution numérique de $\theta_s = f(\lambda_s)$ issue de l'Équation 3.5 avec les résultats expérimentaux.

On note un très bon accord entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques. Cela corrobore cette dernière interprétation proposée des résultats expérimentaux.

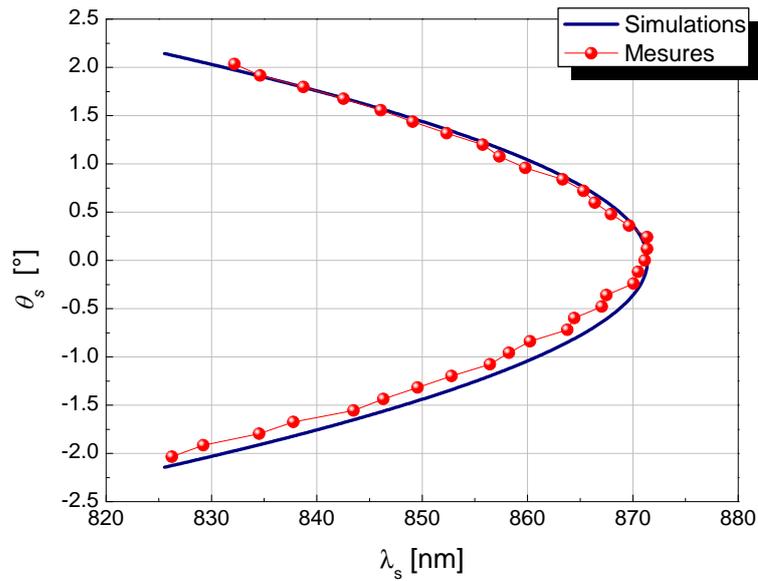


Figure 3.15: Variation de longueur d'onde signal générée suivant l'angle de sortie, comparaison entre les mesures expérimentales et les simulations numériques. Le calcul d'incertitudes sur la position angulaire donne une erreur de mesure de l'ordre de la taille des symboles utilisés sur la courbe expérimentale.

Gain paramétrique non colinéaire Le gain de la génération paramétrique “*single-pass gain*” est fonction de la longueur du cristal, du coefficient non

linéaire effectif et du désaccord de phase Δk lui même fonction des angles entre les différents vecteurs d'onde non colinéaires, il est donné par :

$$G = \frac{g^2}{\Gamma^2} \sinh^2(\Gamma L) \quad (3.6)$$

avec :

$$g^2 = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2 I_p}{n_p n_s n_i \lambda_s \lambda_i \varepsilon_0 c} \quad (3.7)$$

et

$$\Gamma^2 = g^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 \quad (3.8)$$

Où :

$$\Delta k = k_p - k_s(\lambda_s, \theta_s) - k_i(\lambda_i, \theta_i) - k_m \quad (3.9)$$

Le gain paramétrique calculé tient compte du caractère non colinéaire de l'interaction à travers les angles θ_s et θ_i formés respectivement par les vecteurs d'onde \mathbf{k}_s et \mathbf{k}_i avec le vecteur d'onde de la pompe \mathbf{k}_p comme montré sur la **Figure 3.7**.

Sur la **Figure 3.16**, nous rapportons sur le même graphe le gain paramétrique normalisé et l'intensité normalisée du spectre des ondes signal générées en fonction de la longueur d'onde. Ce dernier est obtenu après un ajustement minutieux de la position de la fibre optique du spectromètre pour collecter le maximum du spectre dispersé spatialement.

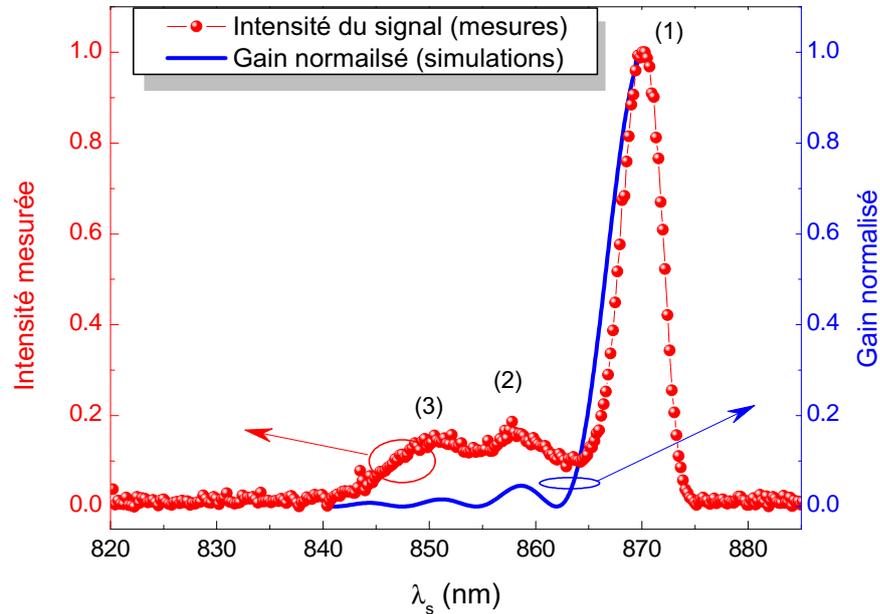


Figure 3.16: Gain paramétrique et intensité normalisés en fonction de la longueur d'onde.

Nous remarquons que les deux courbes ont la même allure et sont caractérisées par la manifestation de trois pics notés (1), (2) et (3). Le premier pic à 870nm , plus intense, est obtenu sur la direction colinéaire. Tandis que les deux autres pics (1) et (2), sont beaucoup moins intenses et centrés sur des longueurs d'onde inférieures. Ils sont localisés respectivement sur des positions transversales de plus en plus éloignées de la direction colinéaire. Nous observons que la longueur d'onde la plus importante est toujours celle obtenue dans la direction colinéaire et les deux courbes s'annulent après 870nm .

Nous remarquons également que la différence en intensité entre les pics non colinéaires (2) et (3) avec le pic colinéaire (1) est moins importante sur la courbe d'intensité que sur la courbe de gain. Quantitativement, nous constatons que les rapports des intensités normalisées (I_2/I_1) et (I_3/I_1) font pratiquement le double des rapports des gains (G_2/G_1) et (G_3/G_1) respectivement. Cette situation peut être expliquée par le fait que les longueurs d'onde non colinéaires sont générées, avec le même gain, en double symétriquement par rapport à la direction colinéaire, comme schématisé sur la [Figure 3.14](#), donc l'intensité de

ces ondes non colinéaires est mesurée deux fois. Tandis que la courbe de gain représente uniquement les variations du gain pour chaque longueur d'onde sans tenir compte du nombre de fois que ces ondes sont générées.

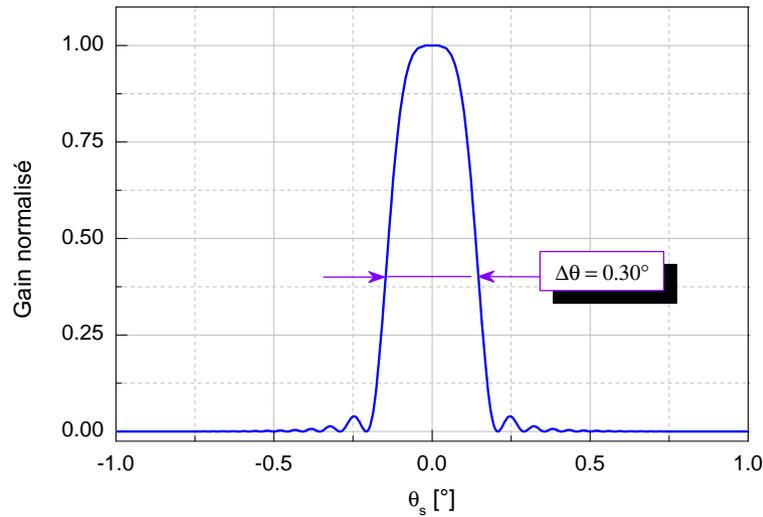


Figure 3.17: Acceptance angulaire de l'interaction paramétrique.

Enfin, notons également que nous avons tenu compte de l'acceptance angulaire du quasi-accord de phase. L'allure en sinus cardinal nous impose à calculer l'acceptance à $4/\pi^2 = 0.405$ de l'intensité maximale. Nous obtenons une acceptation de $\Delta\phi = 0.30^\circ$ très inférieure aux angles non colinéaires mesurés et simulés.

L'interprétation basée sur l'accord de phase non colinéaire est la mieux adaptée aux observations expérimentales que nous avons rapportées. Ce qui nous permet d'affirmer que nous avons mis en évidence l'existence de plusieurs quasi-accords de phase non colinéaires qui permettent de réaliser une génération multilongueurs d'onde. Rappelons, que ces observations sont obtenues dans le cas d'un gain paramétrique faible. Dans le cas où la puissance de la pompe devient plus importante comme le rapporte la [Figure 3.13-b](#), les pics non colinéaires disparaissent au profit du pic colinéaire qui devient beaucoup plus intense.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés à la génération paramétrique optique multilongueurs d'onde dans les cristaux photoniques non linéaires quadratiques à une dimension. Principalement, nous avons étudié la génération paramétrique multilongueurs d'onde à base d'interactions non colinéaires dans un cristal de type PPLT-1D.

Avant de traiter en détail le cas non colinéaire, nous avons premièrement étudié la génération paramétrique optique dans les cristaux périodiquement polarisés de type PPLT-1D. Par la suite, nous avons traité le cas de la génération paramétrique non colinéaire multilongueurs d'onde dans les PPLT-1D. Les observations expérimentales rapportent la génération de plusieurs longueurs d'onde dispersées spatialement par rapport à la direction colinéaire de la pompe. Des spectres quasi identiques sont observés symétriquement de part et d'autre de la direction colinéaire avec des longueurs d'onde et des puissances qui diminuent progressivement au fur et à mesure qu'on se dirige vers les directions les plus éloignées.

Dans le but d'expliquer ces observations, nous avons émis plusieurs hypothèses. La discussion qui a suivi a permis de conclure que ces générations multilongueurs d'onde sont dues à l'établissement de plusieurs quasi-accords de phase non colinéaires dans le cristal PPLT-1D. Un schéma de quasi-accord de phase non colinéaire a été proposé afin de décrire la géométrie des interactions réalisées. La comparaison de l'allure de l'intensité du spectre global avec celle du gain paramétrique simple passage conforte l'interprétation que nous avons proposée. En effet, dans le cas du faible gain paramétrique, l'allure de l'intensité générée présente des pics non colinéaires identiques à ceux de la courbe de gain. Lorsque l'intensité de la pompe augmente, le nombre des pics non colinéaires diminue au profit du pic colinéaire qui voit soit énergie augmenter substantiellement.

4 Génération et oscillation paramétriques dans les PPLT 2D

DANS ce chapitre nous nous intéressons à l'étude de la génération paramétrique multilongueurs d'onde dans les cristaux photoniques non linéaires quadratiques à deux dimensions de type PPLT-2D. Cette étude a nécessité la fabrication de tels cristaux au niveau de la National Taiwan University [90].

Une étape préliminaire de conception, basée sur une recherche bibliographique et des simulations numériques a été nécessaire et nous a permis de déterminer les caractéristiques du réseau réciproque 2D offrant la meilleure efficacité de conversion [12]. Nous avons alors réalisé une première caractérisation classique de la génération paramétrique optique en fonction des paramètres de fonctionnement comme la température, la nature du réseau réciproque et ses dimensions. Nous avons par la suite démontré la génération paramétrique multilongueurs d'onde non colinéaire dans ce type de cristaux tout en donnant l'explication théorique nécessaire basée sur le formalisme du cercle d'Ewald. Dans le but d'augmenter la puissance optique générée, nous avons réalisé un oscillateur paramétrique nanoseconde simplement résonnant à bases des mêmes cristaux PPLT-2D. Une oscillation multilongueurs d'onde a été observée avec des puissances beaucoup plus importantes que celles obtenues avec la génération paramétrique.

4.1 Génération paramétrique optique dans les PPLT-2D

Suite à l'étude théorique réalisée au deuxième chapitre et afin de valider les différents résultats numériques, dans cette partie du travail sera réalisé un banc expérimental pour l'étude de la génération paramétrique dans les cristaux de Tantalate de Lithium périodiquement polarisés à deux dimensions (PPLT-2D). La démarche suivie consiste premièrement à présenter les cristaux PPLT-2D que nous avons conçus et fabriqués avec leurs caractéristiques. Par la suite, nous aborderons la génération paramétrique optiques en utilisant ces cristaux. Nous nous intéressons particulièrement à la génération paramétrique multilongueurs d'onde afin de déterminer les différents vecteurs du réseau réciproque impliqués dans l'accord de phase. Les résultats obtenus seront d'une grande utilité lorsque nous entamerons la dernière partie de cette thèse concernant la réalisation d'un OPO à base de cristaux PPLT-2D.

4.1.1 Conception de cristal photonique non linéaire 2D

Les cristaux photoniques non linéaires fabriqués [90] ont été conçus afin de permettre une génération paramétrique au voisinage de 1550 nm à la température ambiante et avec une efficacité maximale. L'étude de la génération paramétrique optique en fonction du pas du réseau, nous a conduit à choisir une période du réseau de $8.52\mu\text{m}$.

Des contraintes de fabrication nous ont poussés à utiliser un réseau carré avec des motifs hexagonaux. Sur la [Figure 4.1](#) sont données les efficacités de conversion calculées pour les premiers vecteurs du réseau réciproque (K_{10} , K_{11} et K_{1-1} ...) dans le cas d'un réseau périodique avec des motifs circulaires.

En tenant compte des défauts de fabrication, nous pouvons considérer le motif circulaire comme une bonne approximation du motif hexagonal. Afin de permettre aux différents vecteurs du réseau réciproque de satisfaire efficacement plusieurs quasi-accords de phase simultanés, nous devons choisir le rapport cyclique adéquat.

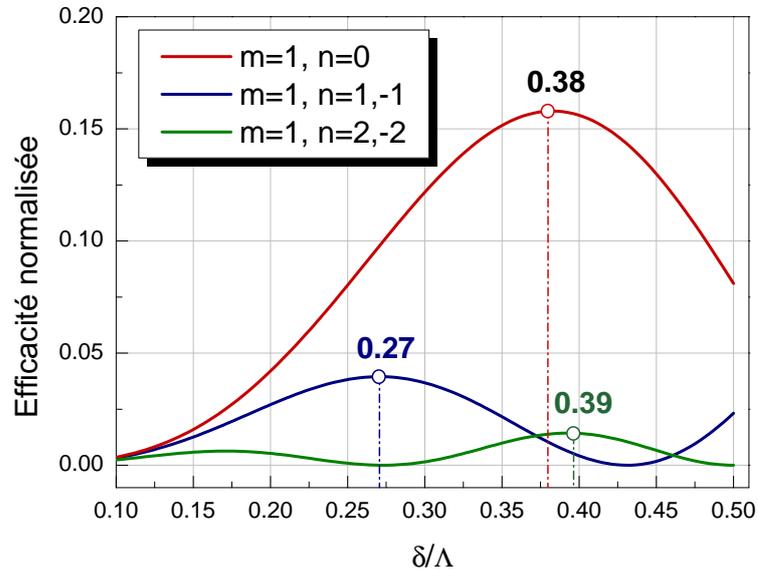


Figure 4.1: Variation de l'efficacité de conversion en fonction du rapport cyclique. Les vecteurs du réseau réciproque ont leurs efficacités maximales pour des rapports cycliques différents. Un rapport cyclique de 0.38 maximise l'efficacité de conversion du vecteur de réseau K_{10} mais offre également des efficacités non négligeables pour les vecteurs du réseau réciproque d'ordre supérieur.

D'après la [Figure 4.1](#), nous remarquons qu'un rapport cyclique $\delta/\Lambda = 0.38$ constitue un bon compromis pour les vecteurs du réseau considérés. En effet, tout en maximisant l'efficacité de la génération due au vecteur du réseau principal K_{10} , il offre également une bonne efficacité de conversion pour les vecteurs du réseau d'ordres supérieurs K_{11} , K_{1-1}, \dots

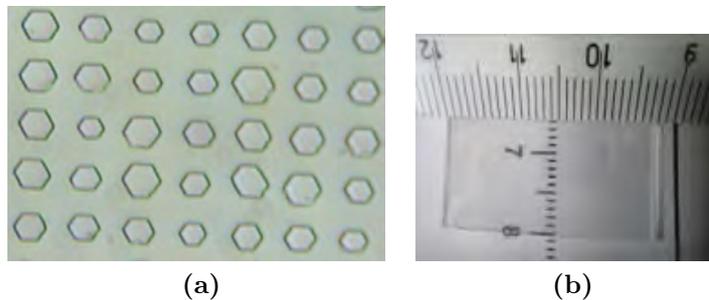
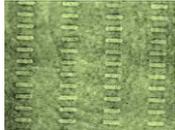


Figure 4.2: (a) Image au microscope optique du réseau périodique 2D (b) Photographie du cristal PPLT-2D.

La [Figure 4.2](#) montre une photographie du réseau 2D. A noter que ces échantillons ont été également réalisés par *poling électrique* en collaboration avec le professeur L. H. Peng de NTU (*National Taiwan University*).

D'autres cristaux PPLT-2D, dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 1, ont été réalisés. Toutefois, ces échantillons n'ont pas été utilisés dans le montage expérimental et feront l'objet d'études futures.

Table 4.1: Liste des échantillons réalisés.

<i>Cristal PPLT</i>	<i>Caractéristiques</i>
	<ul style="list-style-type: none"> – réseau carré ; – motif hexagonal ; – rapport cyclique 38% ; – $\Lambda_x = \Lambda_y = 7.8 \mu m$
	<ul style="list-style-type: none"> – réseau carré ; – motif carré ; – rapport cyclique 33% ; – $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.2 \mu m$
	<ul style="list-style-type: none"> – réseau carré ; – motif rectangulaire ; – rapport cyclique 27% ; – $\Lambda_x = 27 \mu m ; \Lambda_y = 7.3 \mu m$

4.1.2 Banc expérimental de génération paramétrique dans les PPLT-2D

Le montage expérimental est donné sur la [Figure 4.3](#). Il est identique à celui utilisé dans le chapitre précédent. Le laser de pompe est un laser Q-switch Nd :YAG doublé à 532 nm avec une largeur spectrale de $\Delta\lambda = 0.08 \text{ nm}$, une durée d'impulsion de 5 ns et un taux de répétition ajustable de 1 à 15 Hz .

Le cristal PPLT-2D possède un réseau carré aux motifs hexagonaux. Ses dimensions sont de $(22 \times 5 \times 0.5) \text{ mm}^3$ avec une période $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$.

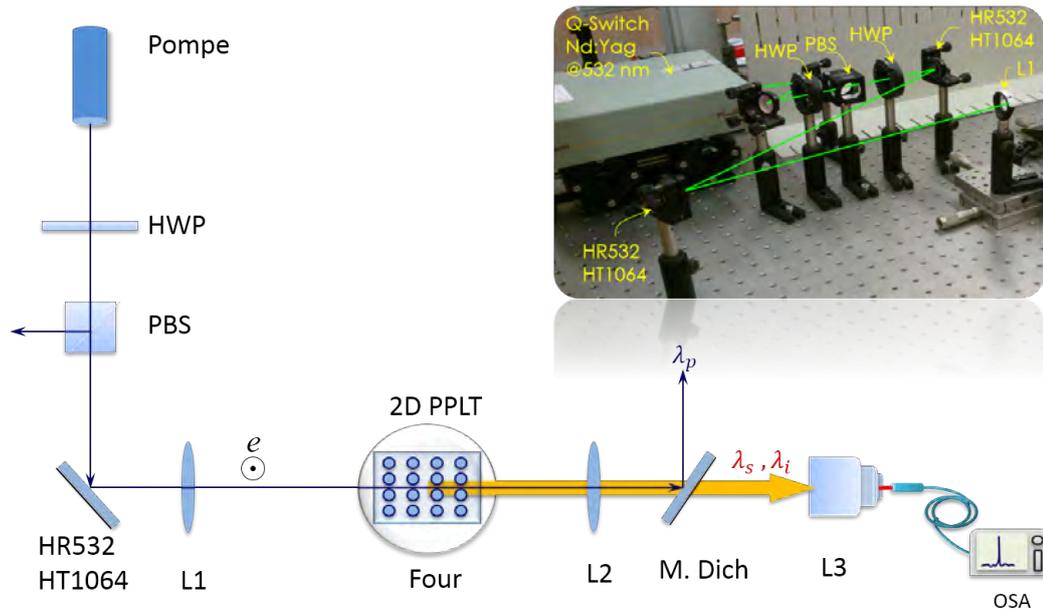


Figure 4.3: Montage expérimental de la génération paramétrique optique dans des cristaux de type PPLT 2D.

Comme première étape nous nous sommes intéressés à caractériser la génération paramétrique optique dans l'échantillon PPLT-2D. La variation des longueurs d'onde générées (signal et idler) dans la direction colinéaire en fonction de la température est donnée sur la [Figure 4.4](#).

Nous observons que les simulations numériques sont en bon accord avec les mesures expérimentales. Les petits écarts peuvent être attribués aux fluctuations de la température du four ($\pm 0.1^\circ\text{C}$) et aux possibles irrégularités du réseau photonique. La température du cristal varie entre 90°C jusqu'à 120°C .

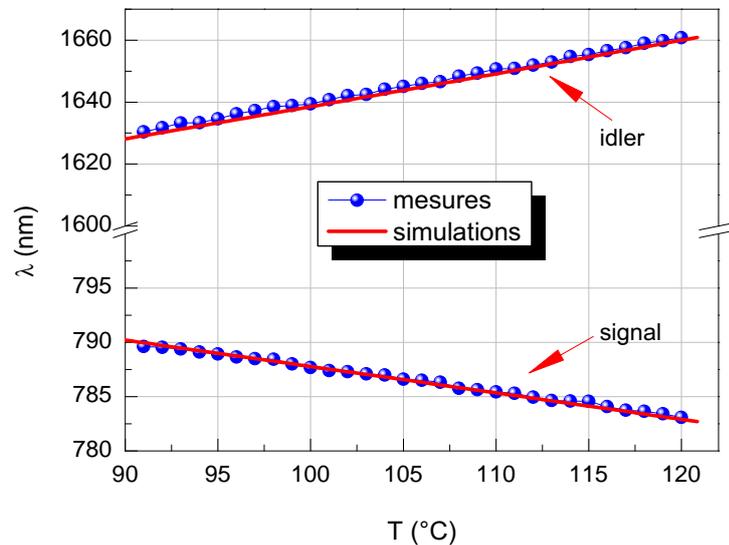


Figure 4.4: Variation des longueurs d'onde générées en fonction de la température.

Les longueurs d'onde signal varient entre 783 et 789.5 nm, tandis que les longueurs d'onde idler varient entre 1631 et 1660.5 nm.

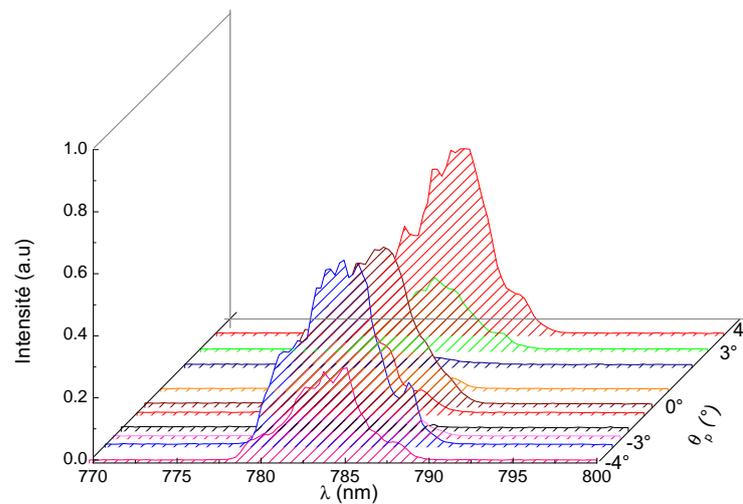
Nous remarquons que les variations des longueurs d'onde en fonction de la température ont la même allure que celles obtenues sur la [Figure 3.4](#) du chapitre précédent, mais avec une pente largement inférieure : (-0.2) contre (-0.8) dans le cas PPLT-1D.

On constate qu'on est loin des 1550 nm annoncées plus haut. En effet, pour obtenir des longueurs d'onde idler dans la troisième fenêtre des télécommunications, il aurait fallu travailler à des températures relativement basses (22°C). Une première tentative de faire fonctionner l'échantillon à température ambiante a causé des dommages photoréfractifs sur la face d'entrée et des fissures sur plusieurs millimètres.

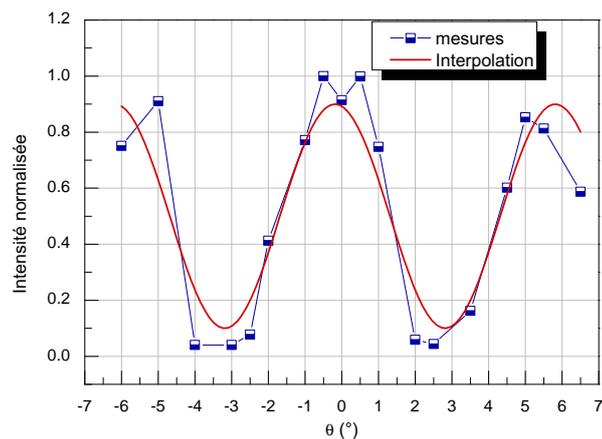
4.1.3 Étude en fonction de l'angle d'incidence

Nous nous sommes intéressés par la suite aux variations de l'intensité de l'onde signal générée en fonction de l'angle d'incidence de l'onde de pompe. Dans le

montage expérimental nous avons mis le cristal PPLT-2D avec le four sur une platine de rotation micrométrique permettant de varier l'angle d'incidence de la pompe. Les résultats obtenus sont rapportés sur la Figure 4.5 qui donne l'évolution de l'intensité signal en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'incidence.



(a)



(b)

Figure 4.5: (a) Spectres de l'onde signal relevés pour différents angles d'incidence de l'onde de pompe (b)Variation de l'intensité en fonction de l'angle d'incidence.

Nous remarquons que l'intensité de l'onde signal est maximale sur la direction colinéaire ($\theta_p = 0$) et en s'éloignant vers les directions non colinéaires l'intensité diminue progressivement jusqu'à atteindre une valeur minimale. En continuant à tourner le cristal, l'onde signal gagne en intensité progressivement jusqu'à atteindre sa valeur maximale.

Interprétation par le double cercle d'Ewald : Nous avons construit le cercle d'Ewald dans le cas de la génération paramétrique optique. Le centre du cercle se situe à une distance de $k_p = |\mathbf{k}_p|$ à partir de l'origine du réseau réciproque. Son rayon est donné par la norme de la somme vectorielle $\mathbf{k}_{s+i} = |\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i|$. Le nombre important de vecteurs du réseau réciproque impliqués dans le quasi-accord de phase augmente de façon substantielle l'efficacité globale de la génération paramétrique [52].

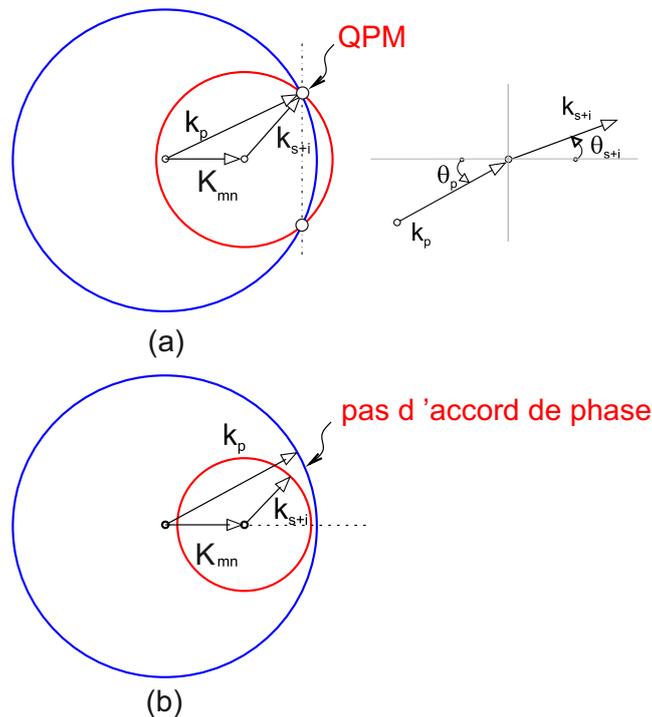


Figure 4.6: Formalisme du double cercle d'Ewald.

Lorsque le cristal tourne d'un angle θ_p , le nombre de vecteurs du réseau impliqués dans l'accord de phase se trouve ainsi réduit et par conséquent l'efficacité globale du processus non linéaire ainsi que l'intensité des ondes générées sont réduites. Nous devons aussi expliquer l'extinction totale de la génération paramétrique optique pour certaines directions de l'onde de pompe. Nous avons opté pour l'explication donnée par Wang *et al.* dans la référence [91], où une nouvelle construction du cercle d'Ewald est proposée.

Dans cette méthode nous traçons deux cercles ayant leurs centres à l'origine et à l'extrémité du vecteur du réseau réciproque K_{mn} avec des rayons de longueurs k_p et $k_{s+i} = |\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i|$ respectivement. Si les deux cercles se coupent alors un accord de phase est possible dans la direction du point d'intersection comme illustré sur la [Figure 4.6-a](#). Si au contraire les deux cercles ne se coupent pas alors l'accord de phase n'est plus possible comme le montre la [Figure 4.6-b](#). La situation intermédiaire où l'intensité des ondes générées est relativement faible, peut être expliquée par la nature des vecteurs du réseau réciproque impliqués dans l'accord de phase qui peuvent être faiblement efficaces.

Cette étude nous permet de prédire que la variation de l'angle d'incidence peut être un moyen efficace pour améliorer l'efficacité de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires sur deux dimensions.

4.2 Génération paramétrique multilongueurs d'onde dans les PPLT-2D

Dans cette section nous nous intéressons aux possibilités offertes par les cristaux photoniques quadratiques sur deux dimensions, qui permettent de réaliser plusieurs accords de phase simultanément [92, 93]. Notre but est de caractériser cette génération multilongueurs d'onde et de déterminer les vecteurs du réseau réciproque impliqués dans chacun des processus non linéaires mis en jeu. Le montage expérimental est donné sur la Figure 4.7. Il est identique à celui réalisé dans la section précédente, auquel nous avons ajouté un système optique d'imagerie confocale permettant de déterminer avec grande précision les directions de sortie des ondes générées.

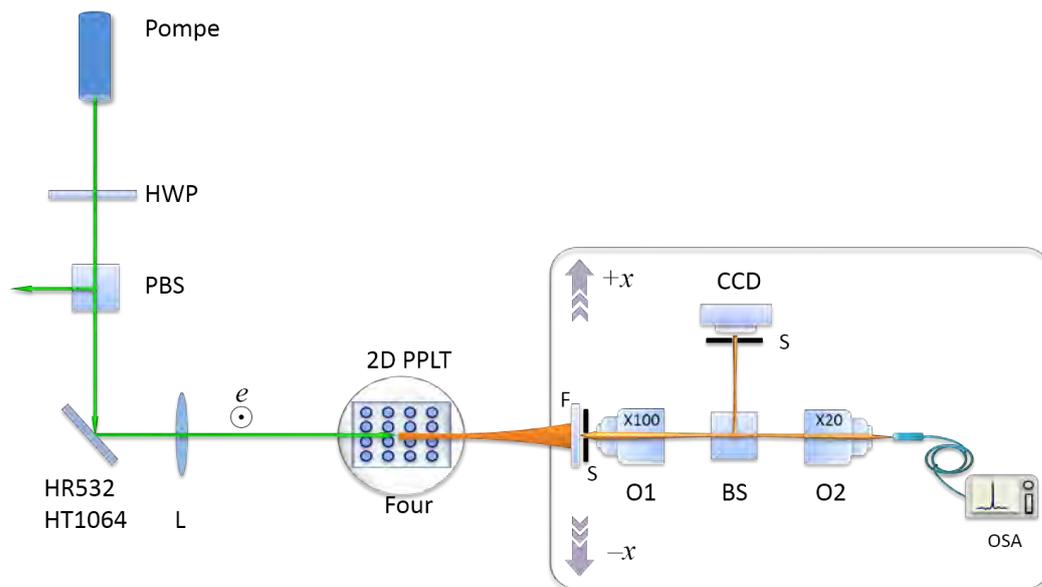


Figure 4.7: Montage expérimental de caractérisation de la génération paramétrique optique multilongueurs d'onde dans des cristaux de type PPLT 2D.

Afin d'accéder au coefficient non linéaire d_{33} (le plus important du tantalate de lithium) nous avons aligné la polarisation du faisceau laser de pompe suivant l'axe optique (z) du matériau. Le cristal est mis dans un four réglé en température ($\pm 0.1^\circ\text{C}$) et stabilisé à 110°C . Le choix d'une température élevée

permet d'éviter les effets photoréfractifs. Le faisceau de pompe est focalisé avec une distance de Rayleigh plus importante que la longueur du cristal : 147 mm .

Dans le but de déterminer avec précision la direction des différentes longueurs d'onde signal à la sortie de l'échantillon, nous avons construit un montage semblable à celui du microscope confocal [94]. Comme illustré sur la **Figure 4.8**, le montage est constitué de deux objectifs O_1 ($\times 100$) et O_2 ($\times 20$) et d'une caméra CCD mise au plan confocal de l'objectif O_1 , qui permet de déterminer la position spatiale des longueurs d'onde.

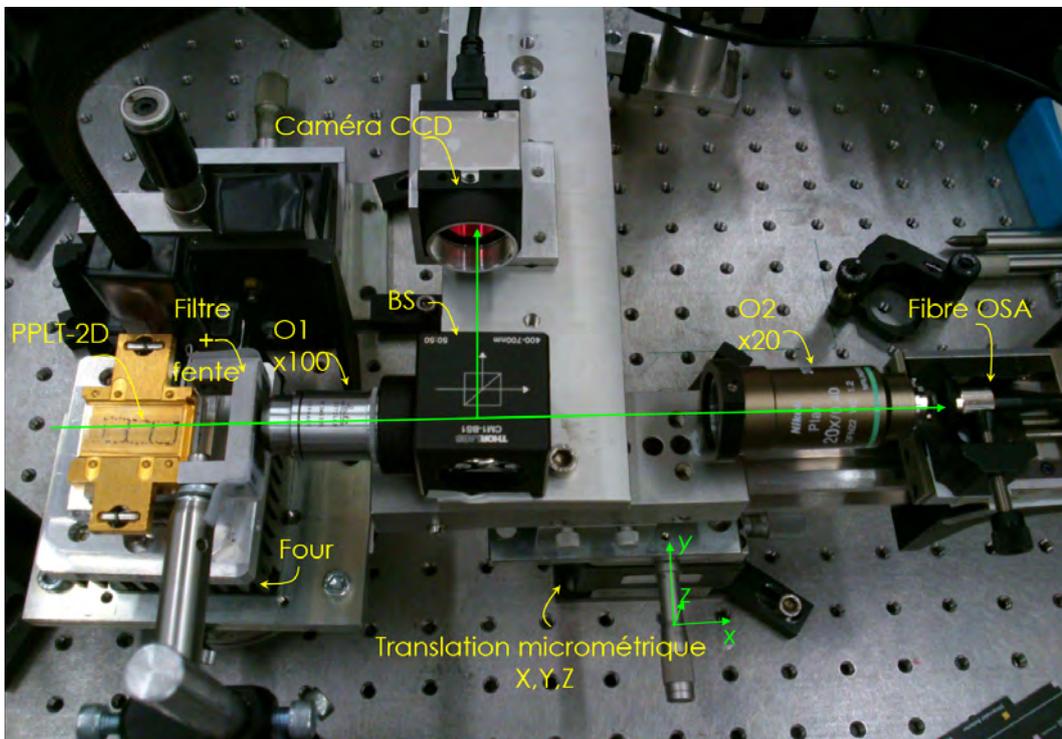


Figure 4.8: Photographie du système confocal de caractérisation angulaire de l'OPG multilongueurs d'onde dans les PPLT-2D.

Une fente verticale(S) joue le rôle d'un filtre spatial qui permet de filtrer tous les rayons qui ne passent pas par le point focal de l'objectif O_1 . Ce dispositif permet de réaliser une mesure précise de la position spatiale de chacune des longueurs d'onde générées avec une très bonne résolution.

Résultats et discussion : La **Figure 4.9** montre un exemple de spectre multilongueurs d'onde généré par le cristal PPLT-2D en utilisant un faisceau pompe en incidence normale par rapport au réseau 2D. Nous observons trois pics correspondant aux trois longueurs d'onde : 781.7 , 792.8 et 797.8 nm.

La résolution des équations d'accord de phase pour les premiers vecteurs du réseau réciproque montre que ces trois longueurs d'onde sont dues respectivement aux vecteurs du réseau réciproque K_{11} , K_{10} et K_{1-1} respectivement.

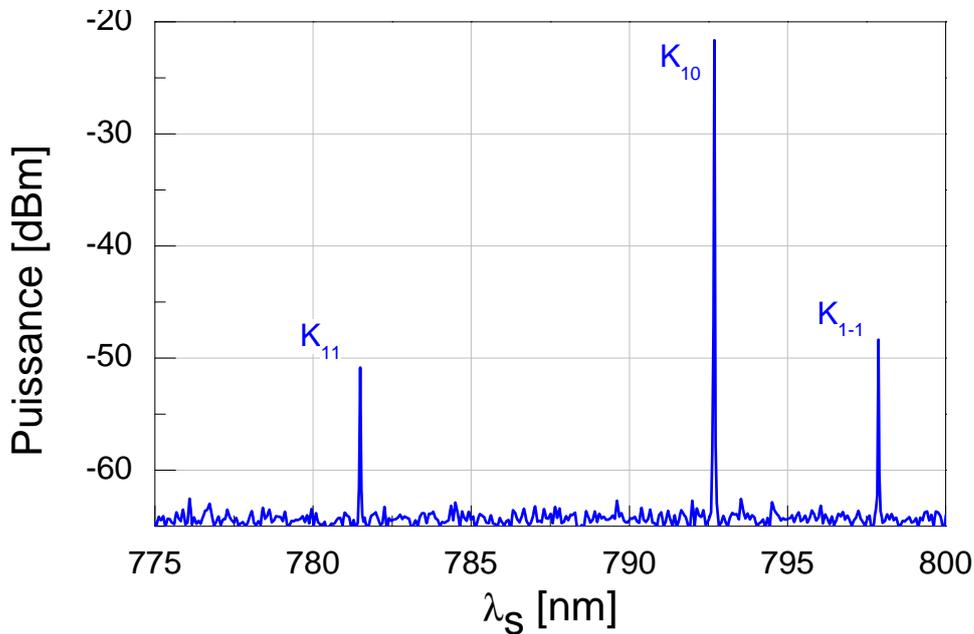


Figure 4.9: Spectre de la génération multilongueurs d'onde.

Notons que la longueur d'onde associée à K_{10} est la plus intense des trois parce que ce dernier est le plus efficace des vecteurs du réseau réciproque, comme nous l'avons montré sur la. La détermination des vecteurs du réseau responsables de chacune des longueurs d'onde générées se fait en comparant les résultats expérimentaux aux résultats des simulations numériques. Ces dernières sont réalisées à partir de la résolution des équations décrivant la distribution angulaire des longueurs d'onde générées, comme étudié au deuxième chapitre (section 2.3.3) et appliquées au cas de notre cristal PPLT-2D.

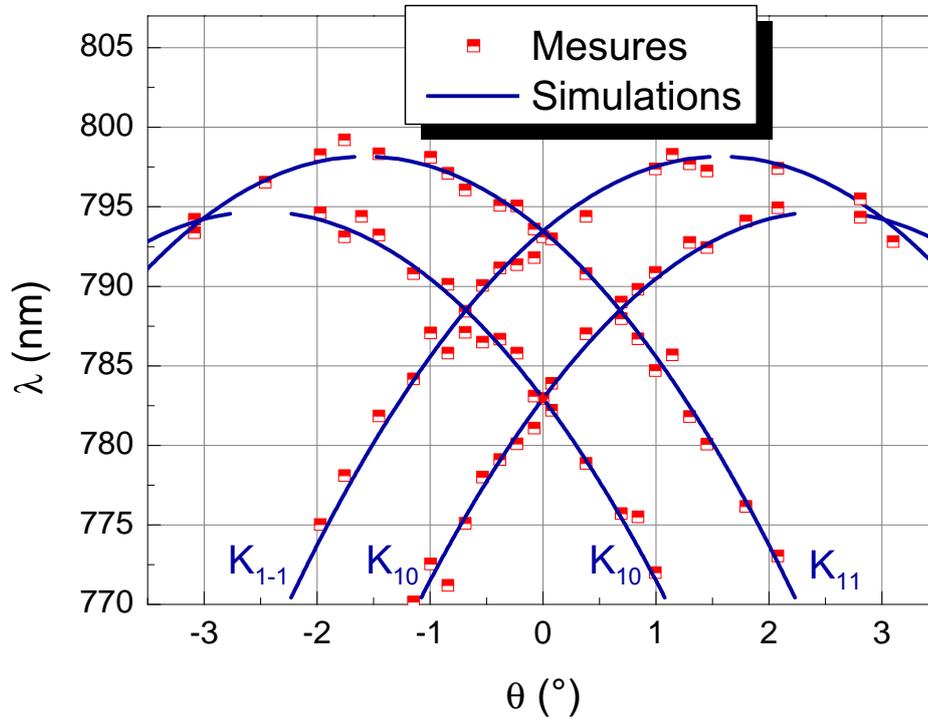


Figure 4.10: Variations de la longueur d'onde signal (λ_s) en fonction de l'angle de sortie (θ_s).

La [Figure 4.10](#) illustre les longueurs d'onde signal mesurées accompagnées des courbes obtenues par simulations numériques. 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. La contribution de plusieurs vecteurs du réseau permettrait d'augmenter l'efficacité globale de la génération paramétrique et donc augmenter l'intensité de la longueur d'onde concernée.

4.3 Oscillateur paramétrique optique à base de PPLT 2D

Les oscillateurs paramétriques optiques (Optical Parametric Oscillator : OPO) constituent la dernière étape vers une source paramétrique performante. Ils émettent un rayonnement cohérent accordable tant que le gain paramétrique compense les pertes d'énergie : lorsque le pompage est suffisamment fort, le seuil d'oscillation est atteint.

4.3.1 État de l'art

Depuis leur première démonstration de laboratoire, les OPOs ont beaucoup évolué et sont devenus de véritables sources de lumière cohérente très performantes. Leur grande efficacité et leur large gamme d'accordabilité, qui n'est limitée que par la gamme de transparence du cristal, en font des sources "tout solide" hautement attractives pour des applications diverses. En particulier dans les gammes de longueurs d'onde non couvertes par les sources lasers traditionnelles. Les OPO sont très prometteurs pour des applications technologiques telles que la spectroscopie à haute résolution [95], le diagnostic des écoulements gazeux [96], la télémétrie à sécurité oculaire, le stockage de l'information [97], les communications "tout optique", ou encore l'amplification d'images [98]. Ils sont particulièrement intéressants dans la région IR de 2 à 20 μm , dite "molecular fingerprint" où les différentes molécules ont leurs bandes d'absorption et où on manque de sources lasers accordables comme les lasers à colorant pour le visible et le laser titane : saphir pour le proche IR.

Les OPOs peuvent fonctionner dans tous les régimes temporels : continu et impulsionnel, en fonction du laser de pompe utilisé. Le plus facile à mettre en œuvre est l'OPO à impulsions longues, de l'ordre de la nanoseconde. Les OPOs à impulsions courtes (de l'ordre de la *pico* et de la *femto*seconde) nécessitent des réglages très fins pour établir l'interaction entre les différentes ondes à l'intérieur de la cavité. Les OPOs continus nécessitent des intensités de pompage moins importantes, mais pour obtenir des rendements importants, il est nécessaire d'avoir une section transverse la plus importante possible.

Actuellement les OPO font l'objet d'une recherche très active pour augmenter leur efficacité. Nous pouvons citer, notamment, les techniques de polissage ultraperformant des miroirs de cavité, le contrôle précis de la fréquence et de la distribution spatiale d'intensité des faisceaux émis et l'introduction de nouveaux matériaux non linéaires caractérisés par des pertes intrinsèques réduites et une résistance accrue aux effets photo-réfractifs. Les structures non linéaires périodiquement polarisées ont également révolutionné l'OPO en permettant de travailler avec un seuil de pompage très réduit.

Le premier OPO à base de PPLN a été réalisé par Meyer *et al.* [6], le cristal avait une longueur de 15 mm , une épaisseur de 0.5 mm et une période de réseau $\Lambda = 31\ \mu\text{m}$. La pompe utilisée est un laser Nd:YAG, Q-switch pompé avec diode et émettant des impulsions de 7 à 20 ns à un taux de répétition de 100 Hz à 10 kHz .

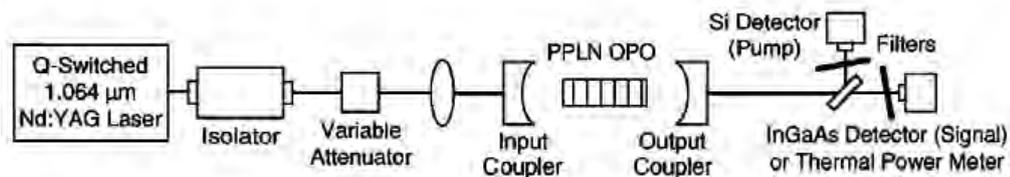


Figure 4.11: Montage expérimental du premier OPO à base de PPLN [6].

Le résonateur OPO simplement résonnant était une cavité linéaire constituée de deux miroirs sphériques sélectionnés pour résonner à la longueur d'onde signal. Les miroirs de rayon de 25 mm étaient séparés de 33 mm , très réfléchissants (98% et 92%) à la longueur d'onde signal et avec une grande transmission (70% et 95%) pour les ondes pompe et idler. Le faisceau de pompe est focalisé sur un spot de $47\ \mu\text{m}$. Le seuil d'oscillation obtenu est de $12\ \mu\text{J}$ et la sortie est continuellement accordable de 1.66 à $2.95\ \mu\text{m}$ avec une température de travail variant de la température ambiante jusqu'à 180°C .

Afin d'élargir la gamme d'accordabilité de l'OPO, la même équipe a rapporté un OPO avec un cristal multipériodique contenant 25 réseaux de périodes allant de 26 à $32\ \mu\text{m}$ pour un pas de $0.25\ \mu\text{m}$, étalés sur une longueur totale de 26 mm . Le seuil d'oscillation a été réduit à $6\ \mu\text{J}$ avec une impulsion de pompe à 7 ns . Pour l'accordabilité, le cristal est translaté transversalement

pour basculer d'un réseau à un autre, ce qui permet d'avoir une génération continue de 1.36 à 4.83 μm .

Par la suite d'autres études ont été entamées, afin d'améliorer la puissance optique issue de l'OPO. *Hansson et al.* [99] ont réalisé un OPO fonctionnant avec de grandes longueurs d'onde de pompe et une durée d'impulsion plus importante en utilisant un laser Tm :YAG à 2.01 μm avec une largeur d'impulsion de 530 ns et une fréquence de répétition de 50 Hz. Pour cela ils ont utilisé un cristal PPLN traité antireflet de dimensions (50 × 11 × 0.5) mm³ composé de huit bandes de périodes différentes de 25.5 à 28.7 μm sur toute la longueur du cristal. Le faisceau de pompe ayant une énergie par impulsion de 5.1 mJ a permis de générer 0.65 mJ pour les ondes signal et idler sur une bande assez importante allant de 3.26 à 5.34 μm .

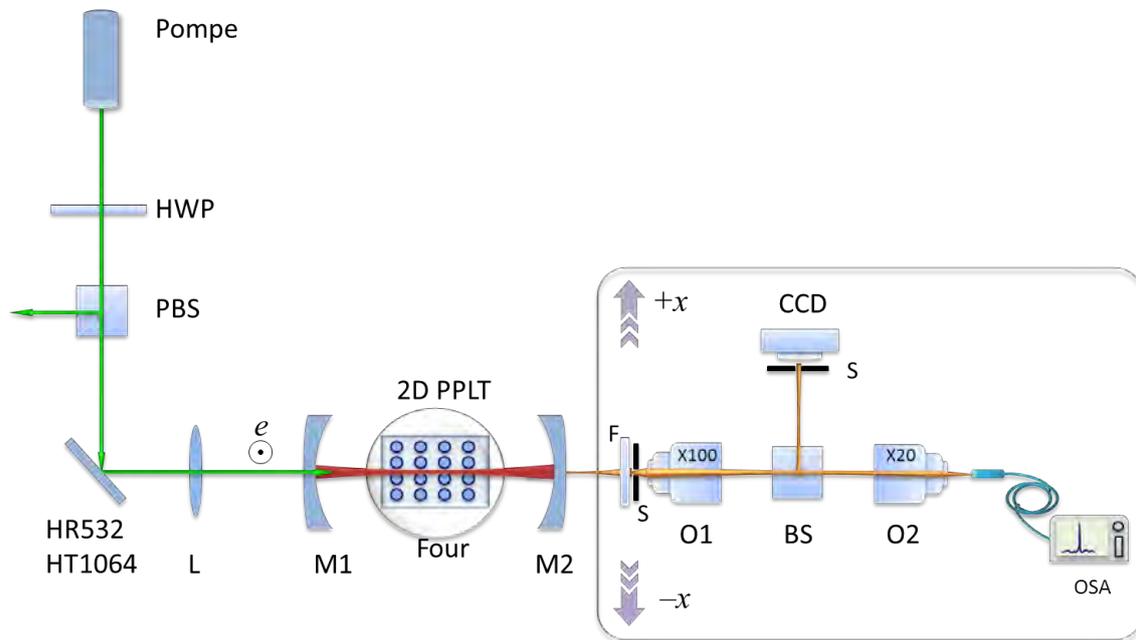
Dans la même logique, *Britton et al.* [100] ont proposé un OPO basé également sur un cristal PPLN mais pompé par un laser à fibre Q-switch à 1560 nm, délivrant des impulsions de 50 ns à une fréquence de répétition de 300 Hz et délivrant une énergie de 150 μJ par impulsion. Le laser est doublé à 780 nm avec une énergie de 60 μJ par impulsion et il servira comme pompe de l'OPO. Le cristal PPLN utilisé a une longueur de 20 mm et une épaisseur de 0.5 mm, il est constitué de quatre réseaux de périodes :19, 19.5, 20 et 20.5 μm . Le faisceau de pompe est focalisé avec un spot de 80 μm de diamètre. Le seuil d'oscillation de l'OPO est de 10 μJ et l'onde idler générée est continuellement accordable sur une large gamme de longueurs d'onde entre 1.69 et 4.45 μm .

Afin d'avoir des impulsions énergétiques dans l'infrarouge moyen, des cristaux PPLN assez épais sont utilisés afin d'éviter les dommages dus aux effets photo-réfractifs. Un OPO à base d'un PPLN de 20 mm de longueur et 1 mm d'épaisseur a été réalisé par *Bellemonde et al.* [101]. Le laser de pompe était un Q-switch Nd :YAG délivrant des impulsions à 8.5 mJ avec une taille de faisceau de 0.85 mm. L'énergie de l'onde idler à 3.9 μm atteint 1 mJ par impulsion, ce qui correspond à une efficacité de 40 %. Le PPLN a démontré qu'il est le cristal idéal pour générer, dans le moyen infrarouge (2 – 4 μm), des énergies par impulsion supérieures à 1 mJ. Toutefois en raison de la présence des effets photo-réfractifs, nous sommes amenés à toujours travailler à de hautes températures > 100 °C.

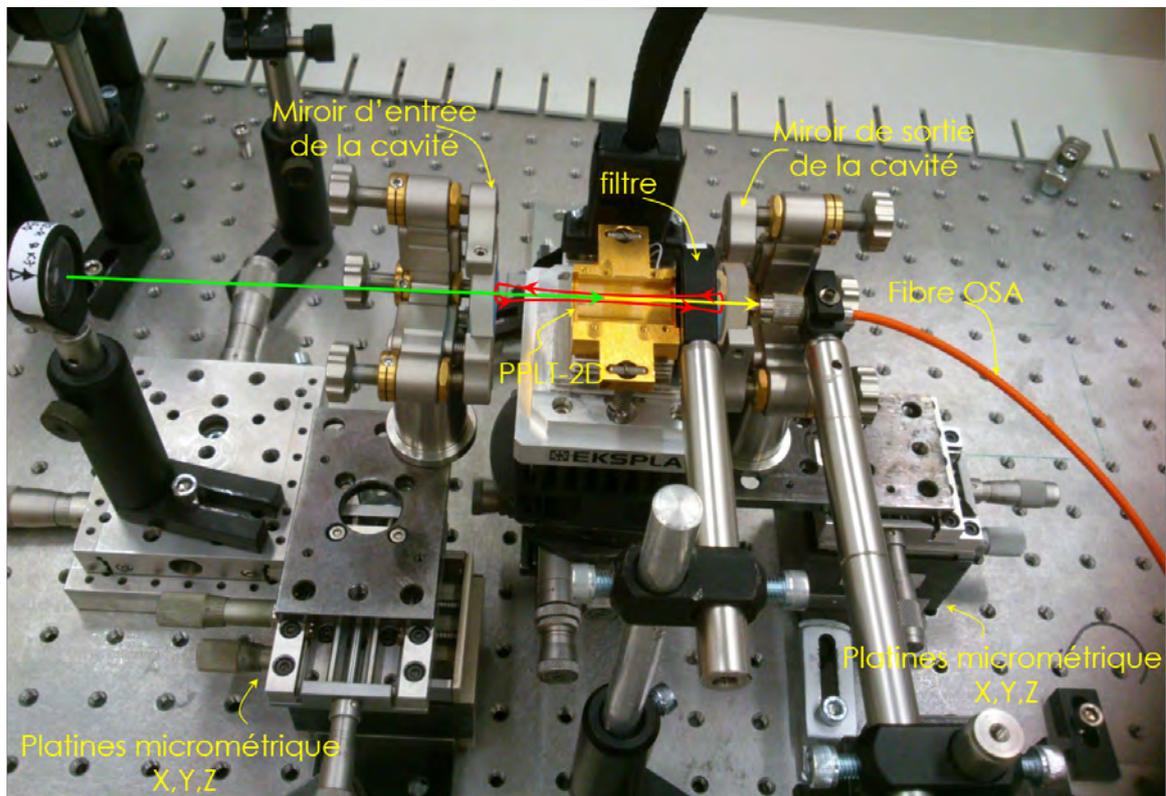
Par ailleurs, l'introduction tardive des cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions [5], après les cristaux périodiquement polarisés classiques (1D) et le développement extraordinaire qui les a accompagnés n'ont pas permis aux cristaux photoniques non linéaires de révolutionner la conversion non linéaire de fréquence. En effet on leur reproche principalement leur efficacité de conversion relativement faible due à l'effet du réseau 2D et au nombre important de longueurs d'onde générées. Cependant, dans certaines applications c'est justement la génération multilongueurs d'onde que nous cherchons à exploiter. Après l'étude théorique élaborée par Liu et Kong en 2008 [52] nous avons recensé quelques travaux expérimentaux récents qui se sont intéressés à la réalisation d'OPO à base de cristaux photoniques non linéaires 2D. Ainsi en 2009, Xu *et al.* [93] ont utilisé un cristal PPLT-2D avec un motif hexagonal pour la réalisation d'un OPO autodoublé avec de très bonnes efficacités de conversion estimées à 44% pour l'OPG et 57% pour la SHG à partir de l'onde idler. En 2011, Chang *et al.* [102] ont rapporté l'utilisation de cristaux PPLN-2D pour la réalisation simultanée d'un OPO et d'un Q-switch intracavité. Ils ont également rapporté l'observation d'une génération multilongueurs d'onde, quoique de faibles intensités, à la sortie de l'OPO

4.3.2 Le banc expérimental d'OPO à base de PPLT-2D

Dans cette étude nous avons réalisé un banc expérimental d'un oscillateur paramétrique optique à base de cristaux photoniques non linéaires de type PPLT 2D. Le but est, premièrement, de montrer la faisabilité d'un OPO avec ce type de cristaux, puis d'étudier ses performances en termes d'efficacité et de longueurs d'onde générées. Le montage expérimental est illustré sur la [Figure 4.12-a](#). Il est identique à celui de la génération paramétrique optique précédente ([Figure 4.8](#)). Le même cristal PPLT-2D est introduit au centre de la cavité. Cette dernière, comme montrée sur la [Figure 4.12-b](#); est une cavité linéaire simplement résonnante aux longueurs d'onde signal.



(a)



(b)

Figure 4.12: (a) Schéma du montage expérimental de l'OPO à base de PPLT-2D, en (b) une photographie de la cavité simplement résonnante.

Les miroirs de la cavité sont des miroirs plan-concaves transparents à la longueur d'onde de pompe et réfléchissants aux longueurs d'onde générées. Leurs caractéristiques sont résumées sur le [Tableau 4.2](#).

Table 4.2: Caractéristiques des miroirs de la cavité.

<i>Désignation</i>	<i>Valeurs</i>
<i>Rayon de courbure</i>	<i>100 mm</i>
<i>Coefficient de réflexion</i>	<i>$R > 99\%$ de 710 à 890 nm</i>
<i>coefficient de transmission</i>	<i>$T > 95\%$ de 488 à 532 nm</i>
<i>Traitement</i>	<i>Antireflet sur la face arrière</i>

L'OPO est caractérisé par une cavité courte de 72.5 mm de longueur. En effet, ce type de cavité est relativement facile à mettre au point en raison des contraintes expérimentales, notamment l'épaisseur du cristal (0.5 mm). Une cavité courte permet ainsi de bien confiner le faisceau à l'intérieur du cristal sans toutefois aggraver l'ampleur des effets photoréfractifs.

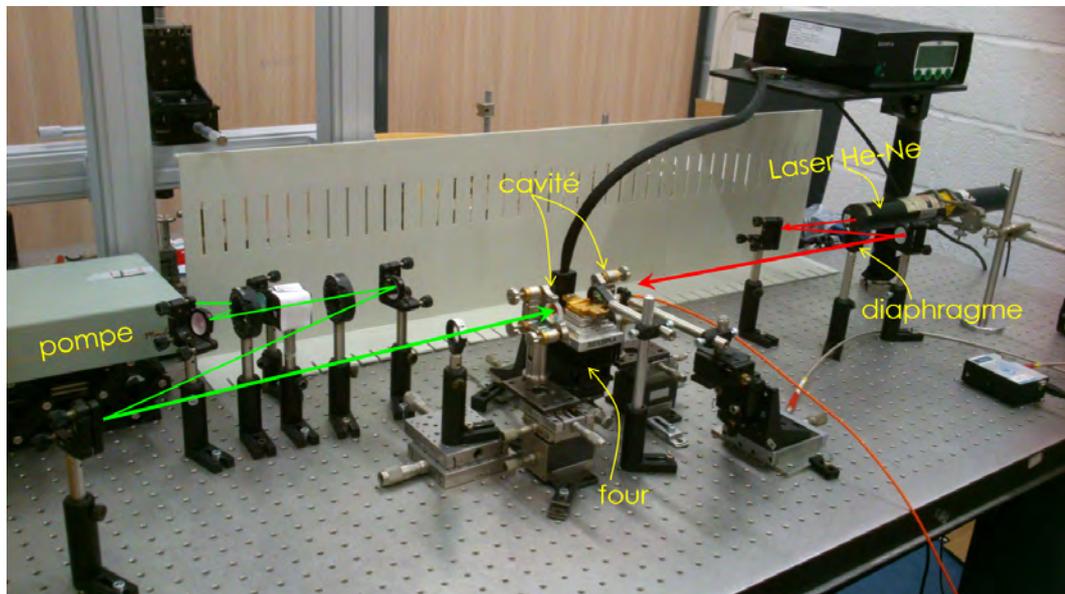


Figure 4.13: Banc expérimental de l'OPO et alignement de la cavité.

Les caractéristiques de transparence des miroirs nécessitent d'utiliser une autre source d'alignement, mieux réfléchi par les deux miroirs. Le dispositif d'alignement illustré sur la [Figure 4.13](#), est constitué essentiellement d'un laser

He-Ne, placé dans le sens opposé à celui de la pompe. Les deux faisceaux, de pompe et d'alignement, sont rigoureusement superposés. Un bon alignement de la cavité Fabry-Pérot est réalisé à l'observation des anneaux d'interférences, réfléchis sur le diaphragme à iris (Figure 4.13).

4.3.3 Résultats et discussion

Le seuil d'oscillation : D'après les résultats précédents sur la génération paramétrique optique, les mesures sont effectuées à une température de $110\text{ }^{\circ}\text{C}$ correspondant au maximum d'efficacité de conversion. Pour déterminer le seuil d'oscillation nous avons relevé l'énergie idler générée à 1700 nm à une température de $110\text{ }^{\circ}\text{C}$ pour différentes énergies de la pompe. Les résultats sont rapportés sur la Figure 4.14.

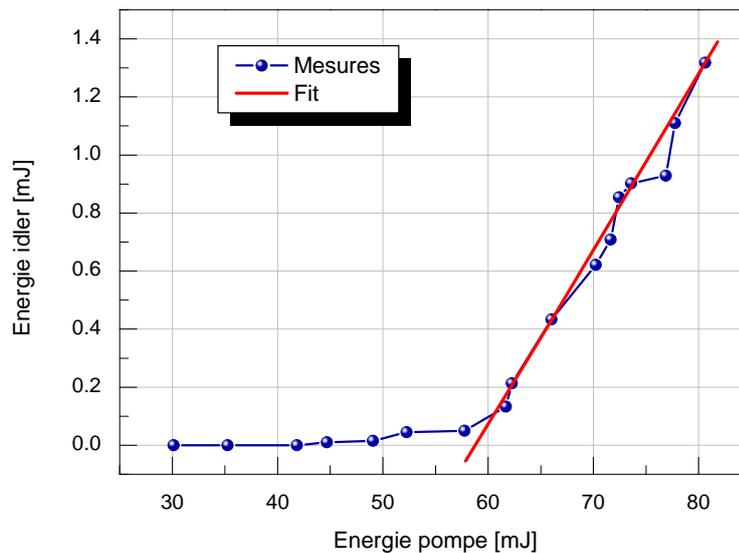


Figure 4.14: Seuil d'oscillation.

Le seuil d'oscillation est estimé à 59 mJ équivalent à une densité de puissance seuil : $P_d = 150\text{ MW/cm}^2$. Ce seuil est relativement élevé à cause notamment :

- de la faible efficacité de conversion des cristaux PPLT-2D ;
- des faces d'entrée-sortie du cristal qui ne sont pas traitées antireflet ;

- de la faible épaisseur du cristal limite le nombre de passages des ondes oscillantes dans la cavité.

L'efficacité de conversion : Dans le but d'étudier l'efficacité de l'oscillation paramétrique, nous avons varié graduellement l'énergie de l'onde de pompe et mesuré l'énergie de l'onde idler en sortie de l'OPO-2D, tout en faisant attention à ne pas atteindre le seuil de dommage du matériau.

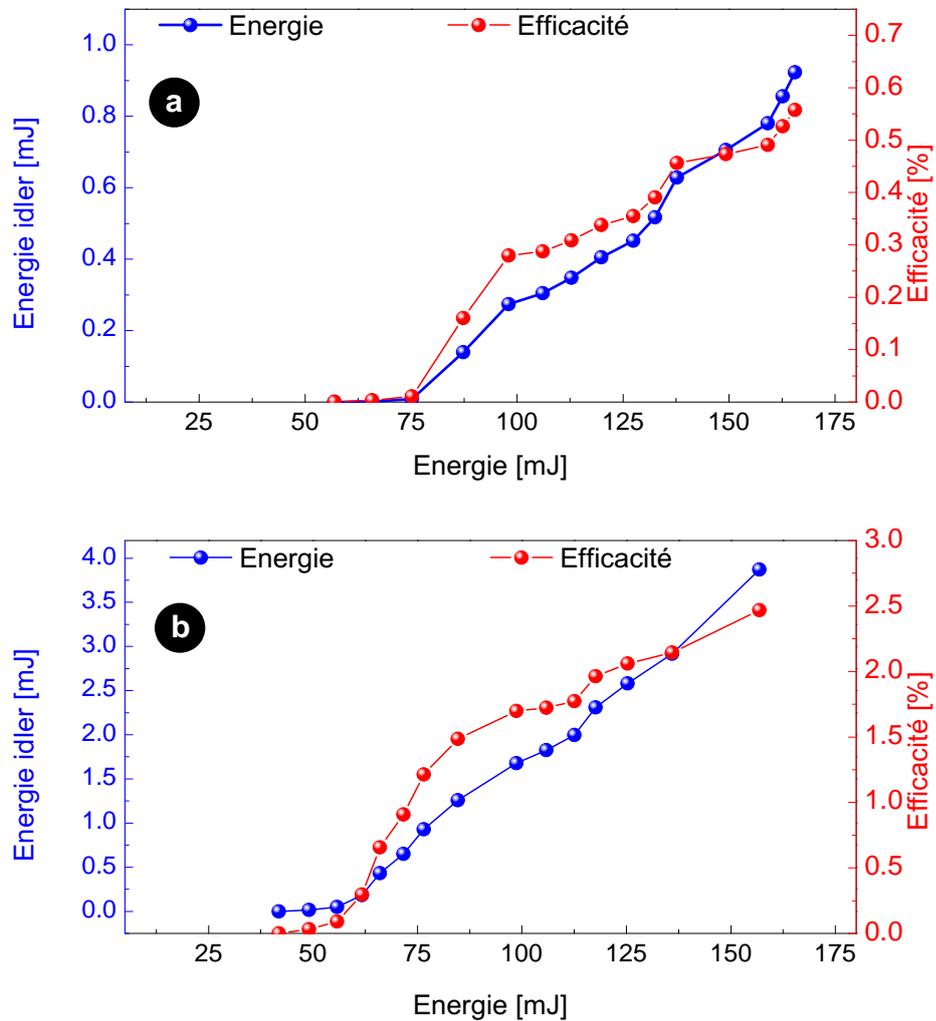


Figure 4.15: Efficacité de la conversion paramétrique à 1710 nm (a) à 80°C (b) à 110°C.

Nous avons tracé la courbe de l'efficacité de l'oscillateur à deux températures différentes 80 et 110 °C. Cette dernière correspond à la température optimale pour laquelle nous avons un maximum de génération paramétrique à 1700 nm. La [Figure 4.15](#) illustre l'énergie idler générée avec l'efficacité de conversion pour ces deux températures. Notons que l'augmentation de l'énergie idler est beaucoup plus rapide à 110 °C qu'à 80 °C et par conséquent le seuil d'oscillation est atteint plus rapidement. L'objectif n'étant pas de réaliser un record en efficacité, sachant que notre cristal PPLT-2D n'était pas traité antireflet, l'efficacité maximale atteinte est de l'ordre 2.5 % pour une énergie de pompe de 160 mJ.

Le spectre généré : Nous avons relevé le spectre idler généré par l'oscillateur paramétrique optique. Juste au dessus du seuil d'oscillation ($E_p = 62 \text{ mJ}$). Les résultats sont rapportés sur la [Figure 4.16](#). Nous observons un spectre contenant plusieurs pics en raison du caractère multilongueurs d'onde de la génération paramétrique réalisée par le cristal PPLT-2D. La qualité des miroirs utilisés joue un rôle important sur les longueurs d'onde oscillantes. En effet, un coefficient de réflexion $R > 99\%$ de 710 à 890 nm fait que pratiquement toutes les longueurs d'onde signal générées oscilleront à l'intérieur de la cavité.

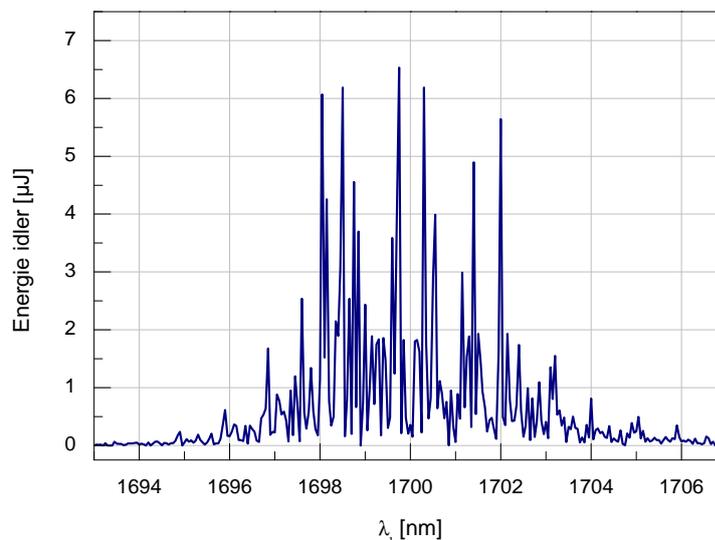


Figure 4.16: Spectre idler généré pour une énergie pompe proche du seuil d'oscillation.

En augmentant la puissance de la pompe à 100 mJ , comme le montre la [Figure 4.17](#), nous observons que le spectre idler est caractérisé par un seul pic à 1700 nm . Tous les autres pics observés précédemment n'ont pas été amplifiés de la même façon. Nous pouvons expliquer ce comportement par une concurrence entre les différentes interactions couplées à l'intérieur du cristal photonique, la cavité sert alors de filtre pour sélectionner l'interaction la plus efficace [87, 12].

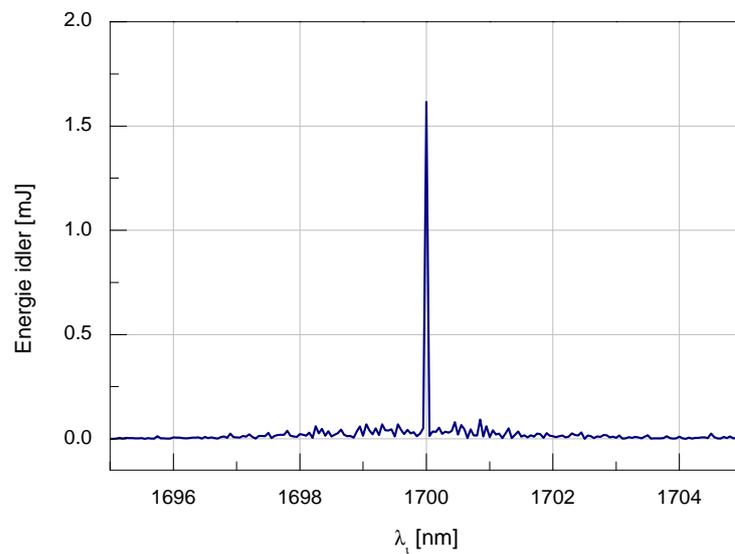


Figure 4.17: Spectre idler pour une énergie de pompe supérieur au seuil d'oscillation.

Comme le montre la [Figure 4.17-a](#), l'OPO à base de PPLT-2D peut fonctionner dans un régime multilongueurs d'onde lorsqu'il est proche de son seuil d'oscillation. Il serait intéressant de voir son comportement lorsque l'on varie l'angle d'incidence du faisceau pompe comme dans le cas de l'étude précédente de la génération paramétrique avec le PPLT 2D.

De façon générale, les performances en termes de nombre de longueurs d'onde générées et de leurs puissances sont bien supérieures à celles données dans les travaux de Xu *et al.* [93] et celles de Chang *et al.* [102].

4.4 Conclusion

Les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions sont des composants très intéressants pour la génération paramétrique optique multilongueurs d'onde. Le quasi-accord de phase multiple offert par ces architectures permet l'accord de phase de plusieurs processus non linéaires simultanément. Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés à la génération paramétrique multilongueurs d'onde dans des cristaux non linéaires de Tantalate de Lithium 2D. Après une phase de conception et de fabrication nous avons caractérisé la génération paramétrique dans ce type d'architectures à travers l'étude du quasi-accord de phase multiple. Les résultats des simulations numériques sont par la suite validés expérimentalement et ont permis d'associer les différentes longueurs d'onde générées avec les vecteurs du réseau réciproque responsables de leurs générations respectives. Notons toutefois une difficulté particulière pour contrôler les longueurs d'onde générées ainsi que l'efficacité de conversion.

Un montage d'oscillateur paramétrique optique à base de cristaux photoniques non linéaires de type PPLT 2D a été proposé afin d'augmenter les puissances optiques générées. L'OPO nanoseconde basé sur une cavité simplement résonnante est réalisé avec des miroirs sphériques. Bien que le cristal n'était pas traité antireflets, l'oscillation est bien réalisée et a permis d'atteindre des puissances plus importantes.

Conclusion Générale

LES travaux réalisés dans le cadre de cette thèse ont eu pour but de proposer des solutions afin d'améliorer certaines caractéristiques des sources lasers traditionnelles à l'instar de la gamme de longueurs d'onde générées et de l'accordabilité.

Pour cette raison, nous nous sommes intéressés à la génération paramétrique optique multilongueurs d'onde dans des cristaux photoniques non linéaires à une et 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 avons tenu à consacrer les deux premiers chapitres à la présentation des outils théoriques nécessaires à la compréhension des différents travaux expérimentaux réalisés dans le cadre de cette étude. Dans le premier chapitre, nous avons rappelé les lois fondamentales de l'optique non linéaire quadratique, la génération paramétrique optique et les techniques d'accord de phase avant de terminer par la théorie des oscillateurs paramétriques optiques. Dans le second chapitre, nous avons présenté le concept des cristaux photoniques non linéaires de second ordre. Nous avons étudié également les différents types de réseaux photoniques ainsi que leurs effets sur les performances du cristal photonique.

Nous avons, en premier lieu, réalisé 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-1D). Avant de traiter en détail le cas non colinéaire, nous avons premièrement étudié la génération paramétrique optique colinéaire dans le PPLT-1D. Nous avons montré que nous pouvons réaliser une génération multilongueurs d'onde de différentes façons telles que la satisfaction simultanée de plusieurs accords

de phase, l'utilisation des réseaux en cascade ou l'utilisation des réseaux aperiodiques.

Par la suite, nous avons traité le cas de la génération paramétrique non colinéaire multilongueurs d'onde dans les PPLT-1D. Les résultats expérimentaux rapportent la génération de plusieurs longueurs d'onde dispersées spatialement par rapport à la direction du faisceau de pompe.

L'analyse et la discussion qui ont suivi avaient permis de conclure que l'établissement d'un quasi-accord de phase non colinéaire est à l'origine de la génération multilongueurs d'onde observée. Les simulations numériques ont également démontré que cette situation est due au gain paramétrique relativement important pour les longueurs d'onde non colinéaires. La principale limitation de cette méthode réside dans la difficulté de contrôler les longueurs d'onde générées ainsi que leurs intensités.

Dans la deuxième partie de ce travail, nous nous sommes intéressés aux cristaux photoniques non linéaires de second ordre à deux dimensions. Ces architectures riches en vecteurs du réseau réciproque sont donc a priori de bons candidats pour réaliser une génération multilongueurs d'onde. Des simulations numériques nous ont permis de concevoir des cristaux photoniques non linéaires avec une efficacité de conversion optimale. Les cristaux photoniques fabriqués ont été par la suite utilisés pour étudier la génération et l'oscillation paramétriques avec quasi-accord de phase multiples.

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 être impliqués simultanément pour satisfaire le quasi-accord de phase du même processus non linéaire, ce qui améliore substantiellement l'efficacité de la conversion paramétrique.

Par la suite, nous avons démontré, pour la première fois à notre connaissance,

l'oscillateur paramétrique optique nanoseconde simplement résonnant, à base de cristaux photoniques non linéaires de type PPLT 2D. De plus, cette configuration permet d'améliorer les puissances idler générées. Bien que le cristal ne soit pas traité antireflets, l'oscillation a bien été réalisée et a permis d'atteindre des puissances beaucoup plus importantes que la génération paramétrique. Nous remarquons que le seuil d'oscillation est relativement élevé à cause, notamment, de l'efficacité de conversion faible des architectures bidimensionnelles, sans oublier bien sûr les pertes dues à l'absence d'un traitement antireflet sur les faces du cristal photonique.

Pour des puissances de pompe proches du seuil d'oscillation de l'OPO, nous remarquons que le spectre idler généré est constitué d'un ensemble de pics plus ou moins intenses à des longueurs d'onde différentes. Cependant, pour des puissances de pompe très supérieures au seuil, nous observons l'apparition d'un pic unique beaucoup plus intense que dans le cas précédent avec toutefois l'affaiblissement des autres pics.

Recommandations et Perspectives : Dans le but d'optimiser les performances de la source multilongueurs d'onde nous recommandons de se focaliser sur les deux architectures a périodiques et bidimensionnelles dans le but d'optimiser et d'égaliser leurs efficacités de conversion pour chacune des longueurs d'onde générées. Une validation expérimentale à travers la réalisation d'un cristal photonique a périodique s'avère toutefois nécessaire. Nous envisageons également d'améliorer les performances de l'oscillateur paramétrique optique à base de cristaux PPLT-2D en :

- Utilisant des cristaux suffisamment épais et longs afin d'optimiser l'efficacité de conversion ;
- Réalisant un meilleur polissage et un traitement antireflet sur les faces d'entrée-sortie du cristal photonique pour réduire les pertes ;
- Optimisant les caractéristiques des miroirs de la cavité afin de réduire le seuil et d'augmenter la gamme des longueurs d'onde générées ;
- Utiliser des échantillons taillés et polis circulairement afin de s'affranchir de la réfraction.

5 Annexe (A) : Matériaux non linéaires de second ordre

Nous donnerons un bref aperçu sur les deux matériaux les plus intéressants pour la génération paramétrique optique par quasi-accord de phase, à savoir le Niobate de Lithium et le Tantalate de Lithium. Pour mieux comprendre les propriétés de ces deux matériaux, nous donnerons les définitions de quelques effets physiques caractérisant ces milieux.

L'effet ferroélectrique : Les ferroélectriques sont des composés polyatomiques très polarisables [103], non centro-symétriques, et solides non-métalliques dans lesquels il existe un champ électrique local très fort même en l'absence d'un champ électrique appliqué [104]. Cette polarisation rémanente (ou spontanée P_s) est définie comme étant le moment dipolaire par unité de volume, ou densité de charge par unité de surface [105]. Celle-ci peut changer de sens sous l'action d'un champ électrique externe [106] de valeur supérieure au champ coercitif du matériau. La polarisation spontanée apparaît également dans certains milieux organiques : les polymères, par exemple.

L'effet piézoélectrique : La piézoélectricité est le phénomène où l'application d'une force à un cristal produit une variation de polarisation (tension) entre ses faces [107]. Ceci est dû à la séparation des charges positives et négatives dans le milieu considéré. Le phénomène inverse existe aussi, et l'application d'un champ électrique externe induit un changement de forme (tensions \rightarrow déformations), faisant appel au même tenseur piézoélectrique dans les deux cas [108].

L'effet pyroélectrique : En général, un solide pyroélectrique montre un changement dans la polarisation spontanée P_s en fonction de la température. La relation entre les variations respectives ΔP et ΔT est linéaire.

L'effet photoréfractif : L'effet photoréfractif décrit une la variation de l'indice de réfraction induite lorsque le matériau est traversé par un rayonnement optique cohérent suffisamment intense. Il a été premièrement observé dans les cristaux de $LiNbO_3$, $LiTaO_3$, $BaTaO_3$ [109]. Un matériau photoréfractif associe deux propriétés : il est photoconducteur et, il présente un effet électro-optique. La photoconduction, suite à une illumination non uniforme, permet l'établissement dans le matériau d'un champ électrique, dit *champ de charge d'espace* dû à la redistribution des charges photo-induites dans le matériau.

L'onde électromagnétique qui éclaire le cristal excite localement des porteurs de charge issus de centres donneurs dont le niveau d'énergie se situe dans la bande interdite du matériau, tels que les ions dopants $Fe^{2+/3+}$ dans le LN. Dans ce dernier, l'effet photoréfractif [110, 111] provient surtout de l'effet photovoltaïque qui demeure dominant devant la diffusion et l'entraînement de porteurs de charge par un champ électrique extérieur.

Conformément à ces remarques, pour éviter les dommages photoréfractifs, il est possible de prendre les précautions suivantes :

- *Limitation de l'énergie des photons incidents ;*
- *Limitation de l'intensité des faisceaux et de la durée d'éclairement ;*
- *Dopage avec des composés propices à la compensation de charge. C'est par exemple le cas de MgO , que l'on sait ajouter dans la masse jusqu'à 5% ;*
- *Dans le cas de guides droits, fabrication de structures à Δn suffisamment fort pour pouvoir négliger des variations d'indice parasites de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$;*
- *Augmentation de la température afin de redistribuer les charges.*

5.1 Le Niobate de Lithium

Le Niobate de Lithium ($LiNbO_3$) est un matériau optique de premier choix. Il a été synthétisé pour la première fois en 1966 dans les laboratoires Bell par

Ashkin et al. [112]. La technique de croissance la plus utilisée est la technique Czochralski [113], à partir d'un mélange de LiO_2 et Nb_2O_5 riche en Li [114]. Il est biréfringent, ferroélectrique possédant une polarisation instantanée qui peut être inversée en appliquant un champ électrique externe. Il est également photoréfractif dont les effets s'observent dès $10 kW/cm^2$ de puissance optique à la température de $20^\circ C$. Il est possible de s'affranchir des dommages photoréfractifs en chauffant l'échantillon au delà de $50^\circ C$ ou de le doper avec quelques pour-cents d'oxyde de magnésium (MgO) pour améliorer son seuil de dommage. Il est également pyro-électrique, piézoélectrique et électro-optique.

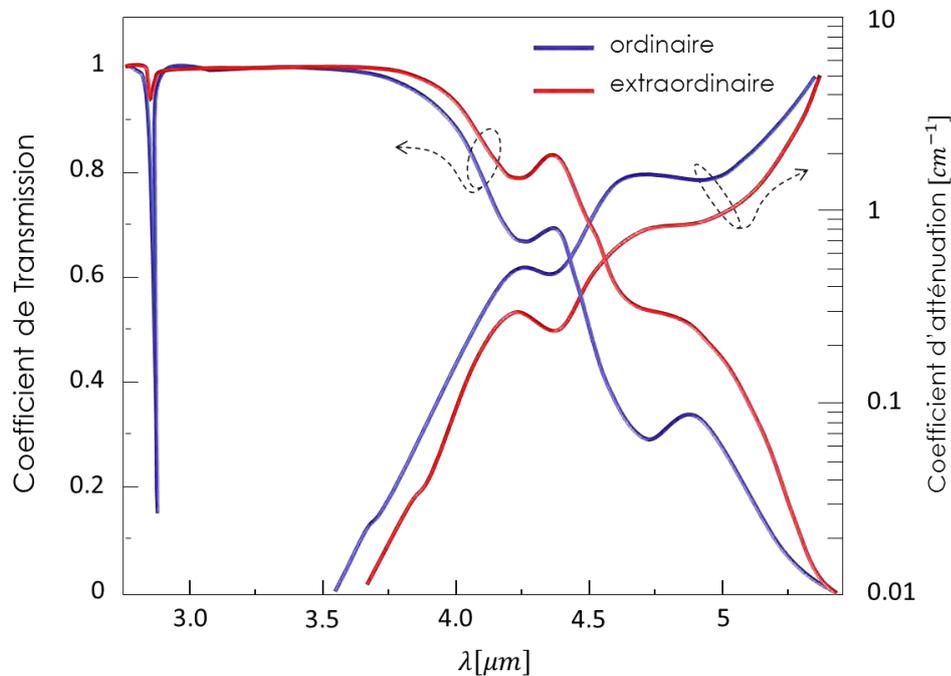


Figure 5.1: Courbes de transparence et d'atténuation du Niobate de Lithium pour les ondes ordinaires et extraordinaires [7].

Une caractéristique importante du Niobate de Lithium est sa large bande de transparence. En effet, comme le montre la figure 1.23, il présente un coefficient de transmission important entre 350 et $4500 nm$ lui permettant d'être un matériau non linéaire de choix pour la conversion de fréquences dans le proche et moyen infrarouge.

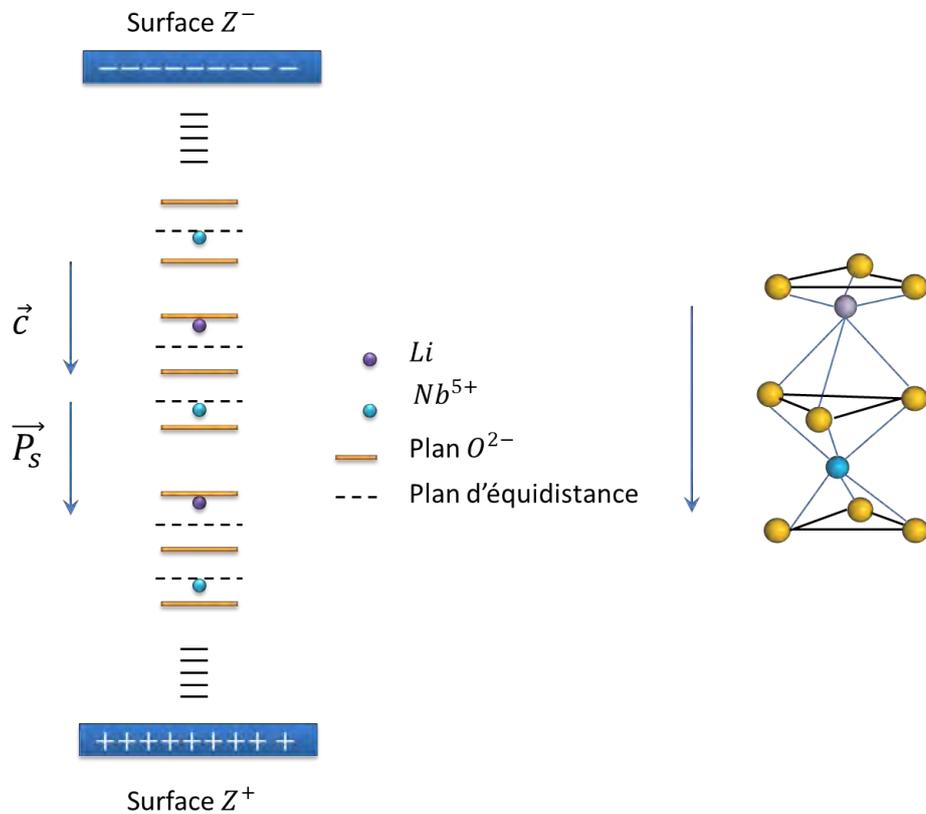


Figure 5.2: Structure cristalline du $LiNbO_3$.

A température ambiante, le $LiNbO_3$ est un matériau ferroélectrique appartenant au groupe d'espace $Rc3$ et sa température de Curie dépend de sa composition. Elle est de l'ordre de $1210^\circ C$ pour une composition congruente. La structure cristallographique du Niobate de lithium, comme illustrée dans la **Figure 5.2**, est rhomboédrique avec 10 atomes par cellule élémentaire. Elle est caractérisée par des plans parallèles d'atomes d'oxygène, formant un hexagone. Ce dernier correspond à un empilement d'octaèdres d'oxygènes, suivant l'axe ferroélectrique (trigonal). Les hexagones ainsi formés sont remplis pour un tiers par des atomes de lithium, pour un tiers par des atomes de niobium et le reste des sites vacants. Les ions Nb^{5+} sont au centre de l'octaèdre d'oxygène et les ions Li^+ sont au centre des triangles d'oxygènes. En réalité la position des ions Li^+ varie de $0,037\text{ nm}$ autour des plans d'oxygènes.

A température ambiante, le cristal est dans sa phase ferroélectrique, les atomes

de lithium sont légèrement en écart par rapport l'axe de symétrie parallèle à l'axe \vec{c} . Cette asymétrie a pour effet l'apparition d'un dipôle permanent orienté selon cet axe, et qui est à l'origine de la *polarisation spontanée* P_s . Le Niobate de Lithium possède trois plans miroirs faisant un angle de 60° entre eux, sa structure présente donc trois axes de symétrie autour de l'axe \vec{c} (*groupe de symétrie* $3m$) comme on peut le voir sur la figure 1.25. Au dessus de la température de Curie, les atomes de lithium se mettent dans une position symétrique par rapport aux plans des atomes d'oxygène. C'est la phase paraélectrique caractérisée par une polarisation diélectrique spontanée nulle.

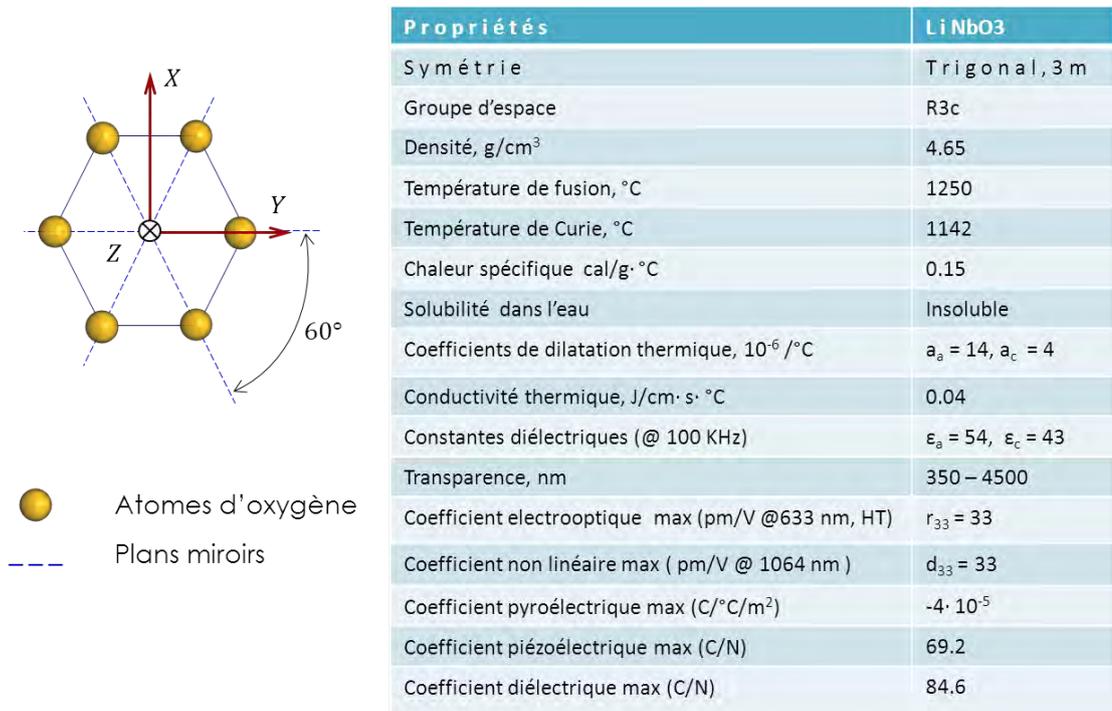


Figure 5.3: Structure et propriétés du $LiNbO_3$.

Le sens de l'axe est défini en imposant qu'une compression induit des charges négatives par effet piézoélectrique sur la face $c + (z+)$. Les propriétés tensorielles du $LiNbO_3$ sont décrites dans un système de coordonnées cartésiennes, l'axe \vec{z} correspond à l'axe \vec{c} , l'axe \vec{x} est perpendiculaire à l'un des plans miroirs et l'axe \vec{y} est par conséquent contenu dans un des plans miroirs. Le

sens est déterminé avec la même convention que l'axe \vec{z} , et l'axe est donné de telle sorte que le trièdre (xyz) soit direct. La face $c + (z+)$ du matériau est définie comme la face du côté des ions Li^+ et Nb^{5+} .

Le tenseur diélectrique non linéaire du Niobate de Lithium est donné par :

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

Avec :

Table 5.1: Coefficients non linéaires du Niobate de Lithium à 1064 nm pour du doublage de fréquence [13].

Coefficient non linéaire	Valeur [pm/V] à 1064 nm		
	Congruent	Stœchiométrique	Dopé 5% MgO
d_{22}	2.1 ± 0.21	2.46 ± 0.23	2.05
d_{31}	-4.35 ± 0.44	-4.64 ± 0.66	-4.69 ± 0.13
d_{33}	-27.2 ± 2.7	-41.7 ± 7.8	25

On distingue deux types de Niobate de Lithium, en fonction des concentrations molaires relatives de niobate et de lithium : le congruent et le stœchiométrique. Le congruent a un rapport molaire $\left[\frac{Li}{Nb}\right]$ 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.

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. Reameika en 1949 [115]. C'est un cristal biréfringent et uniaxe négatif ($n_e < n_o$).

Il est caractérisé par un grand coefficient non linéaire ($d_{33} = 21 \text{ pm/V}$) et une gamme de transparence étendue (de 280 à 5500 nm) comme illustré sur la [Figure 5.4](#). Si le Tantalate de Lithium présente un coefficient non linéaire inférieur à celui du Niobate de Lithium, il est caractérisé en contre partie par une meilleure résistance aux effets photoréfractifs (seuil de dommage $\sim 0.5 \text{ GW/cm}^2$), ce qui est une propriété très importante pour diverses applications.

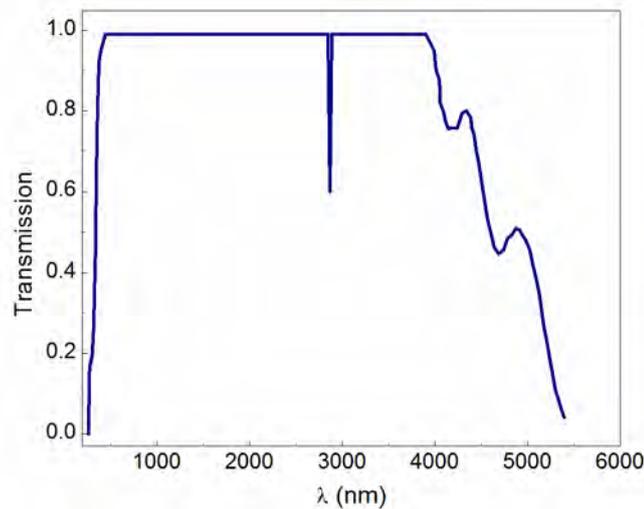


Figure 5.4: Courbe de transparence du Tantalate de Lithium.

Comme illustré dans la [Figure 5.5](#), 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 plans 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.

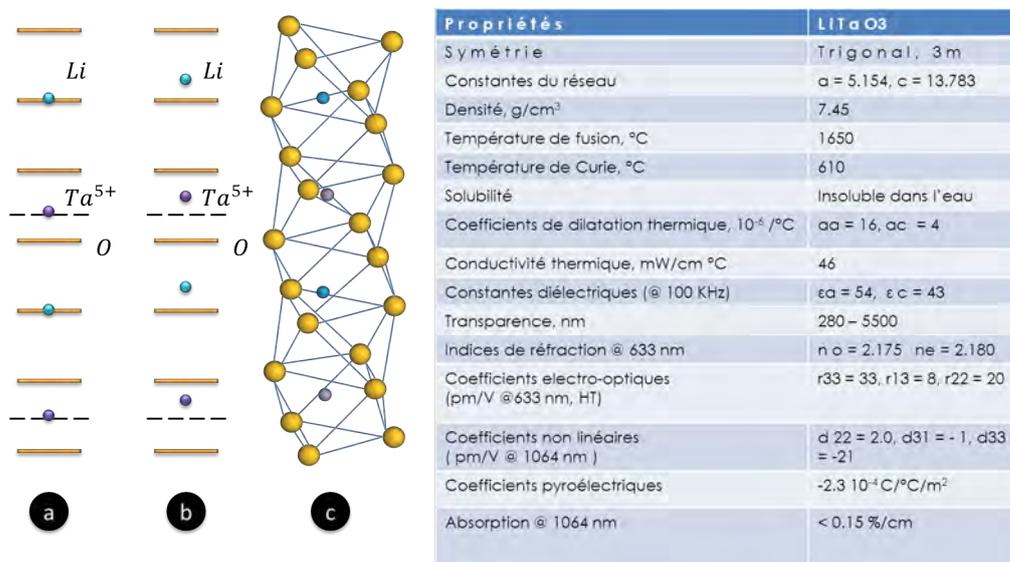


Figure 5.5: Structure du Tantalate de Lithium : (a) phase paraélectrique, (b) phase ferroélectrique, (c) structure de la cellule unitaire, avec un résumé des propriétés physicochimiques.

Pratiquement toutes les applications réalisables avec le Niobate de Lithium le sont également avec le Tantalate de Lithium. De plus il possède un champ coercitif de l'ordre 1.7 kV/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 polarisé : PPLT.

6 Annexe (B) : Méthodes de retournement de la polarisation spontanée

Le retournement des domaines de polarisation spontanée a été étudié pour la première fois par Miller et Savage en 1959 [116]. Les critères les plus importants consistent à réaliser des domaines rectangulaires, réguliers en surface et en volume sur une grande longueur du cristal. Il existe plusieurs méthodes expérimentales pour la réalisation du retournement de la polarisation. Elle peuvent être groupées en méthodes de polarisation *durant la croissance* et en méthodes de polarisation *post-croissance* [117, 118] :

6.1 Méthodes de polarisation durant la croissance

Les techniques de polarisation durant la croissance cristalline sont de première vue intéressantes car elles permettent de fabriquer un cristal périodiquement polarisé à l'origine. Cependant, les procédés utilisés restent toujours perfectibles car ils ne permettent pas encore d'avoir des résultats reproductibles. Nous pouvons citer principalement deux méthodes :

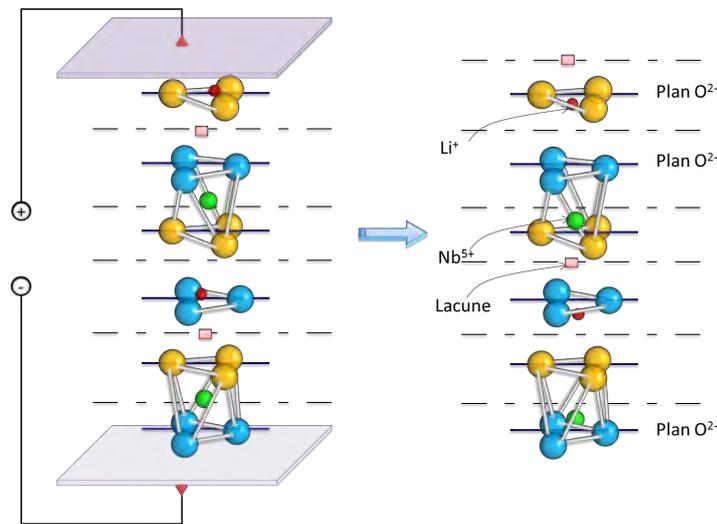


Figure 6.1: Retournement de la polarisation spontanée.

La méthode LHPG (laser heated pedestal growth) [119] : Cette méthode de croissance de la fibre cristalline est basée sur la fusion par un laser CO_2 à $10.6 \mu m$ d'un barreau de poudre comprimée ou d'un barreau mono ou polycristallin du matériau à faire croître. En faisant varier les conditions de tirage de façon périodique (composition de l'atmosphère et vitesse du tirage) nous pouvons conditionner l'orientation des domaines ferro-électriques de façon périodique. Cette méthode est particulièrement bien adaptée au cristaux de petite taille.

La méthode de Czochralski [120] : Le procédé de *Czochralski* est un procédé de croissance de cristaux monocristallins de grande dimensions (plusieurs centimètres), inventé par le scientifique polonais Jan Czochralski en 1916 en étudiant la croissance des cristaux métalliques. Partant d'un germe monocristallin de petite taille on réalise une solidification contrôlée . L'opération peut se faire en appliquant un courant modulé à travers l'interface de croissance cristal-bain. Les pas de retournement de polarisation obtenus sont accentués par l'adjonction de dopants au bain de croissance, en particulier des terres rares telles que Yb et Er...

6.2 Méthodes de polarisation post-croissance

Ces méthodes sont appliquées au cristal non linéaire ordinaires (après la croissance cristalline). Elles sont globalement, plus simples et plus efficaces que les méthodes effectuées durant la croissance. Nous pouvons les résumer comme suit :

La diffusion ionique : La diffusion d'ion de titane est réalisée au voisinage de la température de Curie, sur la face z^+ du cristal [121]. Le retournement de la polarisation est réalisé grâce au champ électrique créé par le gradient de concentration des atomes de titane [122]. Le procédé expérimentale peut être résumé comme suit :

- La réalisation d'un masque par photolithographie en déposant une couche de résine photosensible sur la face z^+ du cristal ;
- Le dépôt d'une couche de titane d'épaisseur convenablement choisie de quelques dizaines de nanomètres ;
- Le rinçage chimique de la résine et diffusion du motif de Titane dans un four.

Notons toutefois que cette méthode souffre de quelques imperfections. En effet, la diffusion latérale du Titane réduit la hauteur de modulation de même qu'on assiste à des domaines de forme triangulaire, ce qui réduit considérablement l'efficacité de conversion.

L'échange ionique : Cette technique consiste à faire échanger en surface les ions Li^+ par des ions H^+ dans un bain d'acide à des températures allant de 200 à 300°C pendant une période allant de quelques minutes à quelques heures [123, 124]. Cette méthode souffre des mêmes imperfections que la méthode précédente. En effet, les domaines n'ont pas l'allure rectangulaire souhaité mais plutôt une allure circulaire. De même que les différents recuits nécessaires pour réaliser l'inversion de polarisation réduisent le coefficient non linéaire du cristal, ce qui a pour effet de réduire l'efficacité de conversion [125].

Le bombardement par faisceau d'électrons : Le bombardement par un faisceau d'électrons sur la face z^- du cristal, crée un champ électrique local qui provoque un déplacement des ions Nb^{5+} et Li^+ [126, 127]. Si le champ local est de l'ordre du champ coercitif du cristal, il provoque une inversion de la polarisation. Cette technique a l'avantage d'être réalisable à température ambiante et sur toute l'épaisseur du cristal, de même qu'elle permet également de réaliser des pas d'inversion inférieurs à ceux obtenus par les autres méthodes [128, 129].

L'application de champ électrique : Cette méthode est basée sur l'application d'un champ électrique parallèle à la direction de la polarisation spontanée. Cela a pour effet de déplacer les ions de Niobium et de Lithium et provoquer le retournement de polarisation. Cette méthode peut être utilisée au voisinage de la température de Curie ou à température ambiante. Dans ce dernier cas, le champ électrique appliqué doit être assez élevé voire proche du champ de claquage du matériau [130, 131, 132].

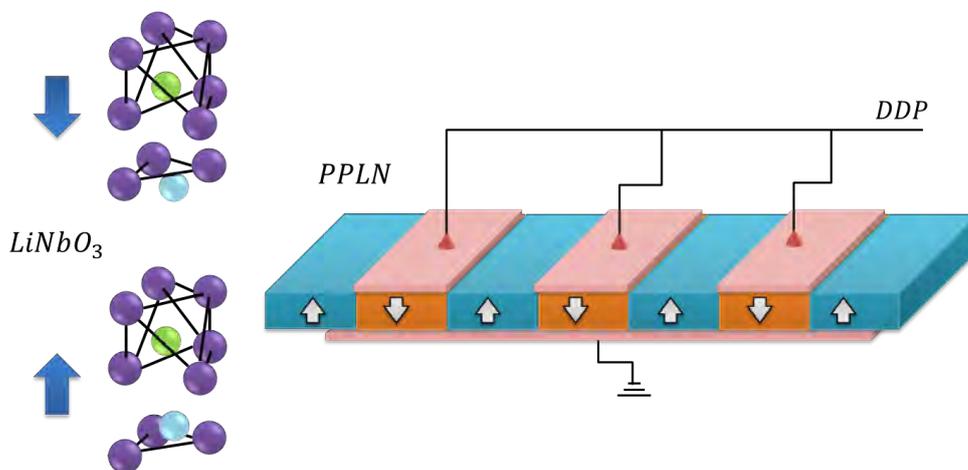


Figure 6.2: Retournement des domaines ferroélectriques. La fabrication des domaines d'inversion de la polarisation par application d'un champ électrique statique intense (différence de potentiel (DDP) de l'ordre de 20 kV/mm pour le $LiNbO_3$) se fait à l'aide d'électrodes métalliques imprimées sur la face (Z) = (c^+) à partir d'un masque photolithographique répliquant la période du réseau Λ . La face opposée (c^-) est totalement recouverte d'un film métallique [8, 6].

Cette méthode est la plus aboutie industriellement, elle est largement utilisée pour la fabrication de cristaux périodiquement polarisés efficaces. Toutefois certaines imperfections ou limitations subsistent toujours sachant que le but ultime est de réaliser des domaines d'inversion rectangulaires, bien définis, réguliers et sur toute l'épaisseur du cristal. En effet la fabrication des électrodes constitue un véritable défi technologique, de même que les conditions draconiennes sur la propreté imposent de travailler dans une salle blanche. L'ensemble du processus peut être résumé comme suit [118] :

- *Préparation des échantillons* : Orientation, détermination des faces z^+ et z^- et nettoyage de de l'échantillon.
- *Réalisation des électrodes* : C'est l'étape cruciale du processus. Les électrodes sont placées sous forme de réseau sur la face z^+ de l'échantillon, l'électrode placée sur la face z^- du cristal est liée directement à la masse comme illustrée sur la [Figure 6.2](#). Elles sont réalisées avec un matériau résistant à la température et inoxydable comme par exemple une couche d'or maintenue avec une couche de Nickel ou de Chrome.
- *Application du champ électrique* : Un champ électrique avoisinant le champ coercitif du matériau (21 kV/mm pour le LN) est appliqué entre les deux faces de l'échantillon pour une durée d'environ 50 ms permet de réaliser le retournement des domaines de polarisation.

7 Annexe (C) : Applications technologiques

Les cristaux photoniques non linéaires de second ordre sont utilisés pour réaliser différentes applications technologiques. Dans les paragraphes suivants, nous donnons un bref aperçu sur quelques réalisations commerciales.

Les applications dans le moyen IR [95, 133, 99, 134, 135, 76, 9] : Comme nous l'avons mentionné dans les propriétés du Niobate de Lithium (au chapitre 1) et des performances du quasi-accord de phase, une génération paramétrique continue peut être envisagée jusqu'à $5\ \mu m$ avec des cristaux de type PPLN et PPLT, avec une grande efficacité.



Figure 7.1: Applications dans le moyen infrarouge (a) la contre mesure optique (b) le LIDAR (surveillance des profondeurs marines) d'après [9].

L'utilisation de cristaux dopés (exemple du $MgO : PPLN$) dans une configuration d'oscillateur paramétrique permet l'extraction de puissances idler de plusieurs Watts. Ce qui est très intéressant pour des applications de type contre mesure optique, LIDAR, surveillance de l'environnement, etc.

Les sources vertes [51, 35, 65, 9] : Les wafers du $MgO : PPLN$ peuvent être usinés et polis jusqu'à une longueur inférieure à 0.5 mm en gardant toujours une grande efficacité de conversion en intracavité. En plus du gain dans le coût de revient, cette petite longueur de cristal assure une meilleure stabilité de fonctionnement sur une plus large bande de température.

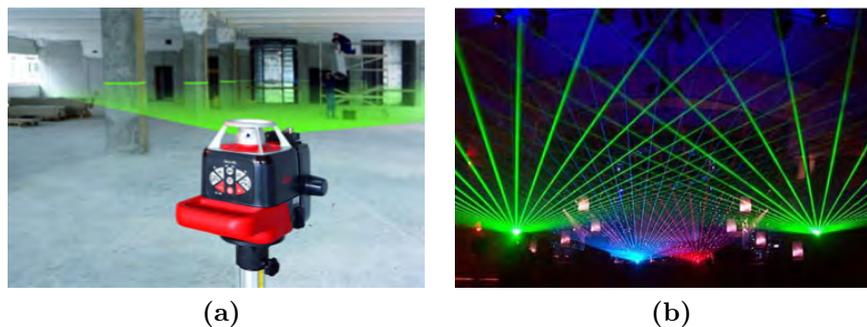


Figure 7.2: Indicateur de niveau (a) et show à base de laser vert (b) d'après [9].

L'œil humain étant cinq fois plus sensible au vert qu'au rouge, ces sources non linéaires vertes, compactes et portables sont très utilisées comme indicatrices de niveau dans les constructions industrielles. Le $MgO : PPLN$ constitue également une alternative moins chère et plus efficace (supérieure à 3 W) pour la réalisation des shows lasers, comparés à ceux basés sur des cristaux de type LBO (Lithium Triborate).

Biomedical [136, 98, 137, 9] : Les cristaux périodiquement polarisés sont largement utilisés dans les applications médicales comme le *Séquençement d'ADN*,

la cytologie et la microscopie par fluorescence. Les longueurs d'onde pratiquement utilisées dans ces applications (dans le visible et le moyen infrarouge) sont généralement non disponibles par les sources laser traditionnelles. Un choix judicieux de la longueur d'onde de pompe et de la période du cristal photonique permet de réaliser l'accord de phase pour la longueur d'onde optimale d'excitations des fluorophores.

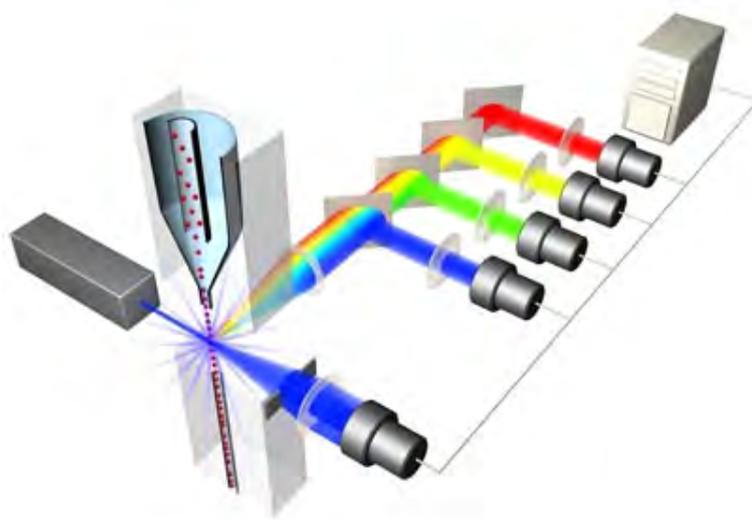


Figure 7.3: Cytométrie de flux[9].

La cytométrie en flux permet l'étude de particules isolées ou de cellules vivantes ou mortes, etc. entraînées par un flux liquide ou gazeux et défilant sur le passage d'un faisceau laser, comme illustré dans la [Figure 7.3](#). C'est une technique de caractérisation individuelle, quantitative et qualitative de particules en suspension dans un liquide.

Projecteurs [119, 34, 84, 51, 65] : Les sources lasers miniatures à bases de cristaux périodiquement polarisés en intracavité sont déjà commercialisées [9, 10]. En utilisant des cristaux de type MgO :PPLN, on arrive à fabriquer des picoprojecteurs ultracompacts offrant une brillance de plus de 50 Lumens. Des

puissances entre 50 mW et 3W sont facilement atteintes avec une efficacité de l'ordre de 25%. Les cristaux périodiquement polarisés sont ainsi utilisés pour la réalisation de pico/micro projecteurs, télévision et cinéma laser de grandes performances et moins chers.

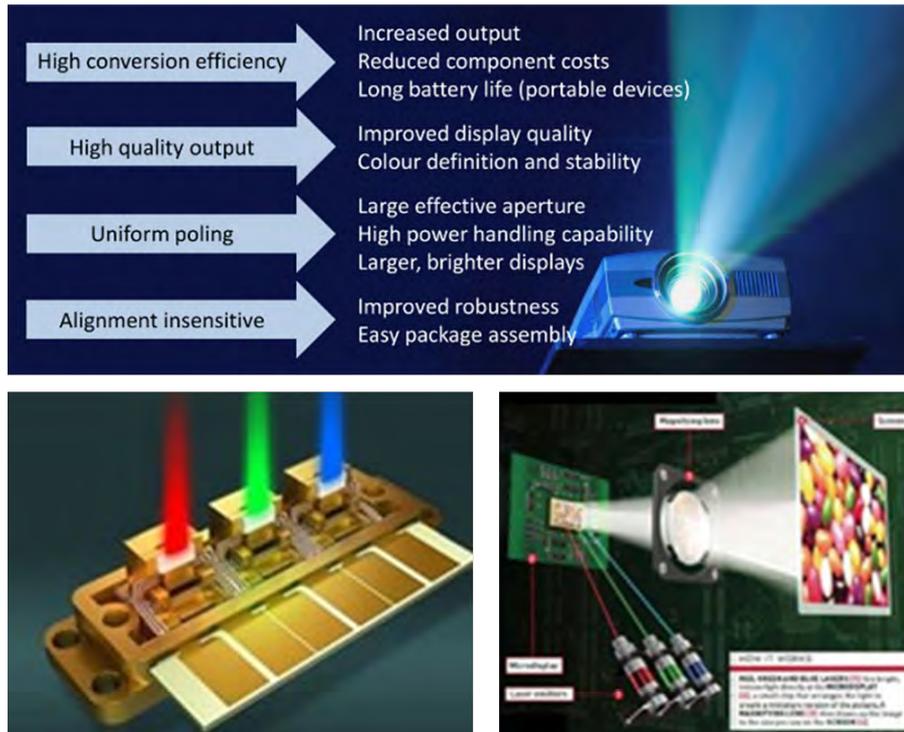


Figure 7.4: Applications d'imagerie à bases de cristaux périodiquement polarisés [9, 10].

Bibliographie

- [1] P. Franken, A. E. Hill, C. Peters, and G. Weinreich., “Generation of optical harmonics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, p. 118, 1961. ([document](#)), [1.1](#), [1.1](#)
- [2] R. Lebrun, “Etude et realisation d’oscillateurs parametriques optiques pour l’emission dans l’infrarouge,” Ph.D. dissertation, Universite de Paris Sud, 2002. ([document](#)), [1.4](#), [1.3](#), [1.17](#)
- [3] V. Mizeikis, S. Juodkazis, A. Marcinkevicius, S. Matsuo, and H. Misawa, “Tailoring and characterization of photonic crystals,” *Journal of Photochemistry and Photobiology C : Photochemistry Reviews*, vol. 2, p. 35, 2001. ([document](#)), [2.2](#)
- [4] Y. W. Lee, F. C. Fan, Y. C. Huang, B. Y. Gu, B. Z. Dong, and M. H. Chou, “Nonlinear multiwavelength conversion based on an aperiodic optical superlattice in lithium niobate,” *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 24, p. 2191, 2002. ([document](#)), [2.7](#)
- [5] V. Berger, “Non linear photonic crystals,” *Physical Review Letters*, vol. 81, no. 19, p. 4136, 1998. ([document](#)), [2.1](#), [2.2.1](#), [2.3.3](#), [2.3.4](#), [2.19](#), [2.3.4](#), [4.3.1](#)
- [6] L. Myers, R. Eckardt, M. Fejer, R. Byer, W. Bosenberg, and J. Pierce., “Quasi phase matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled linbo3,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, p. 2102, 1995. ([document](#)), [4.3.1](#), [4.11](#), [6.2](#)
- [7] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, and W. R. Bosenberg, “Multigrating quasi-phase-matched optical parametric oscillators in periodically poled linbo3,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 8, p. 591, 1996. ([document](#)), [5.1](#)

- [8] 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. (document), 3.3, 6.2
- [9] Covesion, "http ://www.covesion.com/applications/" (document), 7, 7.1, 7, 7.2, 7, 7.3, 7, 7.4
- [10] Shanghai-Optics, "http ://www.shanghai-optics.com." (document), 7, 7.4
- [11] M. Maldovan and E. L. Thomas, *Periodic Materials and Interference Lithography for Photonics, Phononics and Mechanics*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., 2009. (document), 2.3.1, 2.3.1, 2.4
- [12] 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. (document), 2.2.1, 2.3.1, 2.4, 2.5, 4, 4.3.3
- [13] D. N. Nikogosyan, *Nonlinear optical crystals*. Springer, 2005. (document), 5.1
- [14] T. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, vol. 187, p. 493, 1960. 1.1
- [15] J. A. Giordmaine, "Mixing of light beams in crystals," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 8, no. 1, p. 19, 1962. 1.1
- [16] 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. 1.1
- [17] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric," *Physical Review*, vol. 127, no. 6, p. 1918, 1962. 1.1, 1.2.2, 1.2.2, 2.1
- [18] B. Smith, "Observation of an optical difference frequency," *J. Appl. Phys.*, vol. 34, no. 2, p. 2105, 1963. 1.1
- [19] J. A. Giordmaine and R. C. Miller, "Tunable coherent parametric oscillation in linbo3 at optical frequencies," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 14, no. 24, p. 973, 1965. 1.1, 1.4.2

- [20] J. Maxwell, “A dynamical theory of the electromagnetic field,” *Scientific papers*, vol. 1, p. 526, 1864. [1.1.1](#)
- [21] D. A. Kleinman, “Nonlinear dielectric polarization in optical media,” *Physical Review*, vol. 126, no. 6, p. 1977, 1962. [1.1.1](#), [1.1.1](#)
- [22] R. L. Sutherland, D. G. McLean, and S. Kirkpatrick, *Handbook of Nonlinear Optics, 2nd Edition*. Marcel Dekker INC, 2003. [1.2.1](#), [1.3](#)
- [23] P. A. Franken and J. F. Ward, “Optical harmonics and nonlinear phenomena,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 35, pp. 23–39, Jan 1963. [1.2.2](#)
- [24] Y. R. Shen, *The principles of nonlinear optics*. New York : John Wiley and Sons, 1984. [1.3](#)
- [25] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics, 3rd Edition*. Academic Press, 2007. [1.3](#), [1.4.2](#)
- [26] A. Bruner, D. Eger, M. Oron, B. Blau, P. Katz, and S. Ruschin, “Temperature-dependent sellmeier equation for the refractive index of stoichiometric lithium tantalate,” *Optics Letters*, vol. 28, p. 194, 2003. [1.3](#)
- [27] Y. S. Kim and R. T. Smith, “Thermal expansion of lithium tantalate and lithium niobate single crystals,” *Journal of Applied Physics*, vol. 40, p. 4673, 1969. [1.3](#)
- [28] Neuman and Velsko, “Effect of cavity design on optical parametric oscillator performance,” *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, vol. 17, p. 179, 1996. [1.4.1](#)
- [29] Schiller, Schneider, and Mlynek, “Theory of an optical parametric oscillator with resonant pump and signal,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, no. 9, p. 1512, 1999. [1.4.3](#)
- [30] Boyd and Ashkin, “Theory of parametric oscillator threshold with single2mode optical masers and observation of amplification in linbo3,” *Phys. Rev.*, vol. 146, no. 1, p. 187, 1966. [1.4.4](#)
- [31] H. Smith, “A study of factors affecting the performance of a continuously pumped doubly resonant optical parametric oscillator,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 9, p. 530, 1973. [1.4.4](#)

-
- [32] K. Mizuuchi, K. Yamamoto, M. Kato, and H. Sato, "Broadening of the phase-matching bandwidth in quasi-phase-matched second-harmonic generation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, p. 1596, 1994. 2.2.1
- [33] X. Liu, H. Zhang, Y. Guo, and Y. Li, "Optimal design and applications for quasi-phase-matching three-wave mixing," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, p. 1225, 2002. 2.2.1
- [34] Z. W. Liu, S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, H. T. Wang, G. Z. Luo, H. Liu, N. B. M. and X. Y. Liang, and Z. Y. Xu, "Red and blue light generation in an LiTaO_3 crystal with a double grating domain structure," *Chin. Phys. Lett.*, vol. 18, p. 539, 2001. 2.2.1, 7
- [35] S. Gao, C. Yang, X. Xiao, and G. Jin, "Broadband and multiple-channel visible laser generation by use of segmented quasi-phase-matching gratings," *Optics Communications*, vol. 233, pp. 205 – 209, 2004. 2.2.1, 7
- [36] M. A. Arbore, O. Marco, and M. M. Fejer, "Pulse compression during second harmonic generation in aperiodic quasi-phase matching gratings," *Opt. Lett.*, vol. 22, p. 865, 1997. 2.2.1
- [37] M. A. Arbore, A. Galvanauskas, D. Harter, M. H. Chou, and M. M. Fejer, "Engineerable compression of ultrashort pulses by use of second-harmonic generation in chirped-period-poled lithium niobate." *Opt. Lett.*, vol. 22, p. 1341, 1997. 2.2.1
- [38] S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, and N. B. Ming, "Quasi-phase-matched third-harmonic generation in a quasi-periodic optical superlattice," *Science*, vol. 278, p. 843, 1997. 2.2.1
- [39] Y. Zhang and B. Y. Gu, "Optimal design of aperiodically poled lithium niobate crystals for multiple wavelengths parametric amplification," *Opt. Comm.*, vol. 192, p. 417, 2001. 2.2.1
- [40] B.-Y. Gu, Y. Zhang, and B.-Z. Dong, *J. Appl. Phys.*, vol. 87, p. 7629, 2000. 2.2.1
- [41] B.-Y. Gu, B.-Z. Dong, Y. Zhang, and G.-Z. Yang, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, p. 2175, 1999. 2.2.1

- [42] T. Kartaloglu, Z. G. Figen, and O. Aytur, "Simultaneous phase matching of optical parametric oscillation and second-harmonic generation in aperiodically poled lithium niobate," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 2, p. 343, 2003. [2.2.1](#), [2.2.1](#), [3.1](#)
- [43] A. S. Chirkin and I. V. Shutov, "On the possibility of the nondegenerate parametric amplification of optical waves at low-frequency pumping," *JETP LETTERS*, vol. 86, no. 11, p. 693, 2007. [2.2.1](#)
- [44] M. Lu, X. Chen, Y. Chen, and Y. Xia, "Algorithm to design aperiodic optical superlattice for multiple quasi-phase matching," *Applied Optics*, vol. 46, no. 19, 2007. [2.2.1](#)
- [45] M. Robles-Agudo and R. Cudney, "Multiple wavelength generation using aperiodically poled lithium niobate," *Appl. Phys. B*, vol. 103, p. 99, 2011. [2.2.1](#)
- [46] M. Seiter and M. W. Sigrist, "On-line multicomponent trace-gas analysis with a broadly tunable pulsed difference-frequency laser spectrometer," *Appl. Opt.*, vol. 38, p. 4691, 1999. [2.2.1](#)
- [47] M. H. Chou, I. Brener, G. Lenz, R. Scotti, E. E. Chaban, J. Shmlovich, D. Philen, S. Kosinski, K. R. Parameswaran, and M. M. Fejer, "Efficient wide-band and tunable midspan spectral inverter using cascaded nonlinearities in linbo3 waveguides," *IEEE Photonics Technology Lett.*, vol. 12, p. 82, 2000. [2.2.1](#)
- [48] 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. [2.2.1](#)
- [49] A. Chowdhury, C. Staus, B. F. Boland, T. F. Kuech, and L. McCaughan, "Experimental demonstration of 1535;v1555-nm simultaneous optical wavelength interchange with a nonlinear photonic crystal," *Optics Letters*, vol. 26, no. 17, p. 1353, 2001. [2.2.1](#)
- [50] P. Ni, B. Ma, X. Wang, B. Cheng, and Z. D., "Second-harmonic generation in two-dimensional periodically poled lithium niobate using second-order quasiphase matching." *Applied Physics Letters*, vol. 82, p. 4230, 2003. [2.2.1](#)

- [51] L. H. Peng, C. C. Hsu, and Y. Shih, "Second-harmonic green generation from two-dimensional χ^2 nonlinear photonic crystal with orthorhombic lattice structure," *Applied Physics Letters*, vol. 83, p. 3447, 2003. [2.2.1](#), [7](#), [7](#)
- [52] 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. [2.2.1](#), [2.3.2](#), [4.1.3](#), [4.3.1](#)
- [53] I. A. Sukhoivanov and I. V. Guryev, *Photonic crystals : Physics and Practical Modeling*, S.-V. B. Heidelberg, Ed. Springer Series in Optical Sciences, 2009. [2.3.1](#)
- [54] C. Kittel, *Introduction to solid state physics. 7th edition.* Wiley, New York, 1995. [2.3.1](#)
- [55] C. Giacovazzo, H. Monaco, G. Artioli, D. Viterbo, G. Ferraris, G. Gilli, G. Zanotti, and M. Catti, *Fundamentals of crystallography. 2nd edition.* University Press, Oxford, 2002. [2.3.1](#)
- [56] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics.* Brooks Cole, 1976. [2.3.4](#)
- [57] M. Bass, J. M. Enoch, E. W. V. Stryland, and W. L. Wolfe, *Handbook of optics, Classical Optics, Vision Optics, X-Ray Optics.* McGraw-Hill, 2000. [2.3.4](#)
- [58] 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. [3.1](#)
- [59] 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. [3.1](#)
- [60] 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. [3.1](#)

- [61] 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. [3.1](#)
- [62] T.R.Volk and Wohlecke, "Optical damage resistance in lithium niobate crystals," *Ferroelectrics Review*, vol. 1, pp. 195–262, 1998. [3.1](#)
- [63] 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. [3.1](#)
- [64] Y. L. Lee, C. Jung, Y.-C. Noh, D. K. Ko, and J. Lee, "Photorefractive effect in a periodically poled titanium dioxide channel waveguide," *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 44, no. 2, p. 267, 2004. [3.1](#)
- [65] 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. [3.1](#), [7](#), [7](#)
- [66] 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 mg-doped stoichiometric lithium tantalate," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, p. 5134, 2004. [3.1](#)
- [67] F. Rotermund, C. Yoo, V. Petrov, F. Noack, S. Kurimura, N. Yu, and K. Kitamura, "Application of periodically poled stoichiometric lithium tantalate for efficient optical parametric chirped pulse amplification at 1 khz," *Optics Express*, vol. 12, no. 26, p. 6421, 2004. [3.1](#)
- [68] O. Aytur and Y. Dikmelik, "Plane-wave theory of self doubling optical parametric oscillators," *IEEE J. Quantum. Electron.*, vol. 34, p. 447, 1998. [3.1](#), [3.1](#)
- [69] 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. [3.1](#), [3.1](#)
- [70] T. Kartaloglu, Z. G. F. lu, Z. G. Figen, and O. Aytur, "A self-doubling

- optical parametric oscillator based on aperiodically-poled lithium niobate,” in *IEEE/LEOS Annual Meeting Conference Proceedings (Institute of Electrical and Electronics Engineers)*. IEEE, 2001, p. 243. 3.1
- [71] 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. 3.1
- [72] 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. 3.1
- [73] D. Eger, A. Bruner, A. Engländer, and P. Shaier, “Green pumped opg in periodically poled stoichiometric lithium tantalate,” in *CThG6, CLEO, Ed.*, 2006. 3.1
- [74] 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. 3.1
- [75] G. Marcus, A. Zigler, D. Eger, A. Bruner, and A. Engländer, “Generation of a high-energy ultrawideband chirped source in periodically poled lithium niobate,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 22, p. 620, 2005. 3.1
- [76] M. Levenius, V. Pasiskevicius, F. Laurell, and K. Gallo, “Ultra-broadband optical parametric generation in periodically poled stoichiometric lithium niobate,” *Optics Express*, vol. 19, p. 4121, 2011. 3.1, 7
- [77] R. A. Andrews, H. Rabin, and C. L. Tang, “Coupled parametric down-conversion and upconversion with simultaneous phase matching,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 25, p. 605, 1970. 3.1
- [78] 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. 3.1
- [79] T. Kartaloglu, K. G. Koprulu, and O. Aytu, “Phase-matched self-doubling optical parametric oscillator,” *Opt. Lett.*, vol. 22, p. 280, 1997. 3.1

- [80] S. D. Butterworth, P. G. R. Smith, and D. C. Hanna, "Picosecond titanium:sapphire-pumped optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate," *Opt. Lett.*, vol. 22, p. 618, 1997. [3.1](#)
- [81] K. C. Burr, C. L. Tang, M. A. Arbore, and M. M. Fejer, "High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, p. 3341, 1997. [3.1](#)
- [82] O. Pfister, J. S. Wells, L. Hollberg, L. Zink, D. A. V. Baak, M. D. Levenson, 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- μ m frequency bridge," *Opt. Lett.*, vol. 22, p. 1211, 1997. [3.1](#)
- [83] 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. [3.1](#)
- [84] 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 lithium niobate," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, p. 3006, 2001. [3.1](#), [7](#)
- [85] 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. [3.1](#)
- [86] Y. Dikmelik, G. Akgun, and O. Aytur, "Plane-wave dynamics of optical parametric oscillation with simultaneous sumfrequency generation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, p. 897, 1999. [3.1](#)
- [87] A. Bahabad, N. Voloch, A. Arie, A. Bruner, and D. Eger, "Unveiling quasi-periodicity through nonlinear wave mixing in periodic media," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, p. 205501, 2007. [3.3.1](#), [4.3.3](#)
- [88] J. S. Tanzilli, "Optique intégrée pour les communications quantiques," Ph.D. dissertation, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2002. [3.3.1](#)
- [89] O. Alibart, "Source de photons uniques annoncés à 1550 nm en optique

- guidee pour les communiations quantiques,” Ph.D. dissertation, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2004. [3.3.1](#)
- [90] L. Peng, H. M. Wu, A. Kung, and C.-M. Lai, *Fabrication and Characterization of Self-Assembled Ferroelectric Linear and Nonlinear Photonic Crystals : GaN and LiNbO₃*, 2009, ch. 2, p. 21. [4](#), [4.1.1](#)
- [91] X. H. Wang and B. Y. Gu, “Nonlinear frequency conversion in 2d $\mathcal{L}q(2)$ photonic crystals and novel nonlinear double-circle construction,” *Eur. Phys. J. B*, vol. 24, p. 323, 2001. [4.1.3](#)
- [92] P. Ni, B. Ma, S. Feng, B. Cheng, and D. Zhang, “Multiple-wavelength second-harmonic generations in a two-dimensional periodically poled lithium niobate,” *Optics Communications*, vol. 233, p. 199, 2004. [4.2](#)
- [93] P. Xu, J. F. Wang, C. Li, Z. D. Xie, X. J. Lv, H. Y. Leng, J. S. Zhao, and S. N. Zhu, “Simultaneous optical parametric oscillation and intracavity second-harmonic generation based on a hexagonally poled lithium tantalite,” *Optics Express*, vol. 17, no. 6, p. 4289, 2009. [4.2](#), [4.3.1](#), [4.3.3](#)
- [94] M. Minsky, “Microscopy apparatus,” USA Patent US3 013 467, 1967. [4.2](#)
- [95] I. Ledoux, J. Badan, J. Zyss, A. Migus, D. Hulin, J. Etchepare, G. Grillon, and A. Antonetti, “Generation of high-peak-power tunable infrared femtosecond pulses in an organic crystal : application to time resolution of weak infrared signals,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4, p. 987, 1987. [4.3.1](#), [7](#)
- [96] B. Scherrer, “Developpement d’un oscillateur parametrique optique monomode pour des mesures de temperature et de vitesse par drasc temporellement resolue,” Ph.D. dissertation, 1998. [4.3.1](#)
- [97] P. Mandel, *Theoretical problems in cavity nonlinear optics*. Cambridge University Press, 1997, ch. 3. [4.3.1](#)
- [98] G. L. Tolguenec, “Two-dimensional time-resolved direct imaging through thick biological tissues : a new step toward noninvasive medical imaging,” *Opt. Lett.*, vol. 24, p. 1047, 1999. [4.3.1](#), [7](#)
- [99] G. Hansson and D. D. Smith, “Mid-infrared-wavelength generation in

- 2-mico pumped periodically poled lithium niobate,” *Appl. Opt.*, vol. 37, p. 5743, 1998. [4.3.1](#), [7](#)
- [100] P. E. Britton, D. Taverner, K. Puech, D. J. Richardson, P. G. R. Smith, G. W. Ross, and D. C. Hanna, “Optical parametric oscillation in periodically poled lithium niobate driven by a diode-pumped q-switched erbium fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 23, p. 582, 1998. [4.3.1](#)
- [101] G. Bellomonte, A. Grisard, L. Becouarn, and E. Lallier, “High efficiency mid-infrared optical parametric oscillation in thick periodically poled lithium niobate, conference on lasers and electro-optics europe,” in *Tech. Digest. Eur. Phys. Soc./ IEEE/ Lasers & Electro-Opt. Soc./ Opt. Soc. Am.*, 2000, p. 332. [4.3.1](#)
- [102] W. K. Chang, H. H. Chang, J. W. Chang, Y. H. Chen, S. T. Lin, Y. Y. Lin, and Y. C. Huang, “2d ppln for simultaneous laser q-switching and optical parametric oscillation in a nd :yvo4 laser,” in *CLEO*. OSA, 2011. [4.3.1](#), [4.3.3](#)
- [103] G. Godefroy, “Ferroelectricite,” *Techniques de l’Ingénieur, Traite d’Electronique*, vol. E1870, p. 1, 1996. [5](#)
- [104] C. Bottcher, *Theory of electric polarization*. Elsevier Scientific publishing Company, Amsterdam, 1973, vol. 1 : Dielectrics in static fields. [5](#)
- [105] W. J. Johnston, “Optical index damage in linbo 3 and other pyroelectric insulators,” *J. Appl. Phys.*, vol. 41, p. 3279, 1970. [5](#)
- [106] K. Kitamura, Y. Furukawa, K. Niwa, V. Gopalan, and T. Mitchell, “Crystal growth and low coercive field 180° domain switching characteristics of stoichiometric litao3,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, p. 1073, 1998. [5](#)
- [107] E. Dieulesaint and D. Royer, “Propagation et generation des ondes elastiques,” *Techniques de l’Ingénieur, Traite d’Electronique*, vol. E 3 210, p. 1, 2001. [5](#)
- [108] J. Ney, *Physical properties of crystals : their representation by tensors and matrices*. Oxford U Clarendon press, 1985. [5](#)

- [109] D. D. Duncan and C. H. Lange, "Imaging performance of crystalline and polycrystalline oxides," *Proc. SPIE*, vol. 1326, p. 59, 1990. [5](#)
- [110] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*, I. John Wiley & Sons, Ed., 1993. [5](#)
- [111] K. Buse, "Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals i : Models and experimental methods," *Appl. Phys.*, vol. B 64, p. 273, 1997. [5](#)
- [112] 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 linbo 3 and litao3," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 9, p. 72, 1966. [5.1](#)
- [113] 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. [5.1](#)
- [114] H. L. Wang, Y. Hang, J. X. u, L.-H. Zhang, S.-N. Zhu, and Y. Zhu, "Near-stoichiometric linbo3 crystal grown using the czochralski method from li-rich melt," *Materials Letters*, vol. 58, no. 25, p. 3119, 2004. [5.1](#)
- [115] B. T. Matthias and J. P. Remeika, "Ferroelectricity in the ilmenite structure," *Phys. Rev.*, vol. 76, p. 1886, Dec 1949. [5.2](#)
- [116] R. Miller and A. Savage, "Direct observation of antiparallel domains during polarization reversal in single-crystal barium titanate," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 2, p. 294, 1959. [6](#)
- [117] B. Vincent, "Conversion de frequences dans des guides d'ondes fabriques par implantation ionique dans des structures periodiquement polarisees de linbo3," Ph.D. dissertation, Universite de Metz, 2003. [6](#)
- [118] A. Boudrioua, *Optique intégree : Théorie et applications*. Hermes Science Publications, 2006. [6](#), [6.2](#)
- [119] G. A. Magel, M. M. Fejer, and R. L. Byer, "Quasi phase matched second harmonic generation of blue light in periodically poled linbo3," *Applied Physics Letters*, vol. 56, no. 2, p. 108, 1990. [6.1](#), [7](#)

- [120] V. Bermudez, D. Callejo, R. Vilaplana, J. Capmany, and E. Dieguez, "Engineering of lithium niobate domain structure through the off-centered czochralski growth technique," *Journal of Crystal Growth*, vol. 237-239, Part 1, p. 677, 2002. 6.1
- [121] M. Houe and P. D. Townsend, "An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 28, p. 1747, 1995. 6.2
- [122] K. Nassau, H. J. Levinstein, and G. M. Loiacono, "The domain structure and etching of ferroelectric lithium niobate," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 6, no. 11, p. 228, 1965. 6.2
- [123] K. Miyazawa, "Ferroelectric domain inversion in titane diffused linbo3 optical waveguide," *Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 7, p. 4599, 1979. 6.2
- [124] K. Nakamura and H. Shimizu, "Ferroelectric inversion layers formed by heat treatment of proton exchanged litao3," *Applied Physics Letters*, vol. 56, no. 16, p. 1535, 1990. 6.2
- [125] M. L. Bortz and L. A. F. ans M. M. Fejer, "Depth profiling of the d33 nonlinear coefficient in annealed proton exchanged linbo3 waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 62, no. 17, p. 2012, 1993. 6.2
- [126] C. G. N. Alan, G. Venkatraman, and C. G. Mool, "Domain inversion in linbo3 using direct electron-beam writing," *Applied Physics Letters*, vol. 60, no. 23, p. 2828, 1992. 6.2
- [127] C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J. Decossasa, Vareille, and J. Hauden, "Ferroelectric-domain-inverted gratings by electron beam on linbo3, materials science in semiconductor processing," *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 3, p. 405, 2000. 6.2
- [128] V. Dierolf and C. Sandmann, "Direct-write method for domain inversion patterns in linbo3," *Applied Physics Letters*, vol. 84, p. 3987, 2004. 6.2
- [129] H. Ito and C. Takyu, "Fabrication of periodic domain grating in linbo3 by electron beam writing for application of nonlinear optical processes," *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 14, p. 1221, 1991. 6.2

-
- [130] P. W. Haycock and P. D. Townsend, "A method of poling linbo3 and litao3 below t_c ," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, no. 11, p. 698, 1986. 6.2
- [131] A. Grisard, E. Lallier, G. Gary, and P. Aubert, "Ferroelectric integrated optics : Recent developments," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. 33, no. 10, p. 1627, 1997. 6.2
- [132] G. D. Miller, "Periodically poled lithium niobate : modelling, fabrication, and nonlinear-optical performance," Ph.D. dissertation, Stanford University - USA, 1998. 6.2
- [133] Isyanova, Rines, Welford, and Moulton, "Tandem opo source generating 1.5-10 microns wavelengths," *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, vol. 1, p. 174, 1996. 7
- [134] Isyanova, Dergachev, Welford, and Moulton, "Multi-wavelength 1,5-10 microns tunable, tandem opo," *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, vol. 26, p. 548, 1999. 7
- [135] H. Ito, T. Hatanaka, S. Haidar, K. Nakamura, K. Kawase, and T. Taniuchi, "Periodically poled linbo3 opo for generating mid ir to terahertz waves," *Ferroelectrics*, vol. 253, p. 95, 2001. 7
- [136] Farmer, Bowers, and Scharpf, "High brightness eyesafe optical parametric oscillator using confocal unstable resonators," *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, vol. 26, p. 567, 1999. 7
- [137] F. K. Tittel, D. Richter, and A. Fried, *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources, chap. Mid-Infrared Laser Applications in Spectroscopy*. Topics in Appl. Phys, 2003, vol. 89. 7

Résumé :

Le but de ce travail est de proposer de nouvelles solutions basées sur l'optique non linéaire pour réaliser des sources de lumière cohérente multilongueurs d'onde flexibles et hautement efficaces. On s'intéresse plus particulièrement à la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires de second ordre. En premier lieu nous avons étudié la génération paramétrique avec quasi-accord de phase non colinéaire dans les cristaux PPLT-1D. Nous nous sommes intéressés aux mécanismes d'accord de phase ainsi que les longueurs d'onde générées en fonction des paramètres du cristal photonique. Le deuxième volet de ce travail, est consacré à l'étude de la génération et de l'oscillation paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions PPLT-2D. Ces architectures, riches en vecteurs de réseau réciproque, permettent de réaliser plusieurs quasi-accords de phase non colinéaires simultanément. L'emploi des structures 2D pour la réalisation d'oscillateurs paramétriques optiques est une solution très prometteuse pour la réalisation de sources optiques cohérentes multilongueurs d'onde efficaces.

Study of the optical parametric generation in nonlinear photonic crystals: Application to multiwavelength sources.

Abstract:

The aim behind this work is to propose new solutions based on nonlinear optics to design flexible and highly efficient multiwavelength coherent sources. We are particularly interested on multiple wavelength generation by means of optical parametric conversion in second order nonlinear photonic crystals. For this purpose, we have designed and fabricated second order nonlinear photonic crystals. Firstly, we have considered the case of non collinear quasi-phase matching in 1D-PPLT crystals. We have studied multiple non collinear interactions versus the photonic crystal's parameters. The generated wavelengths are spatially distributed at symmetrical positions around the non collinear direction. Secondly, we have studied the case of multiple quasi-phase matching in 2D nonlinear photonic crystals. We have demonstrated multiwavelength non collinear generation in 2D-PPLT crystals. In order to design an efficient multiwavelength optical source we have designed and achieved a singly resonant optical parametric oscillator based on 2D-PPLT crystals.

Discipline:

Physique

Mots clés :

Cristal photonique non linéaire, Génération paramétrique optique, Quasi-accord de phase, PPLT, Oscillateur paramétrique optique.

Thèse en cotutelle :

Université Paris 13 (France) et Ecole Militaire Polytechnique (Algérie)