



HAL
open science

Sources laser non linéaires accordables dans l'infrarouge et l'ultraviolet pour la métrologie des rayonnements optiques

Abdallah Rihan

► **To cite this version:**

Abdallah Rihan. Sources laser non linéaires accordables dans l'infrarouge et l'ultraviolet pour la métrologie des rayonnements optiques. Autre. Conservatoire national des arts et métiers - CNAM, 2011. Français. NNT : 2011CNAM0797 . tel-00705888

HAL Id: tel-00705888

<https://theses.hal.science/tel-00705888>

Submitted on 8 Jun 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

École Doctorale SITI

LABORATOIRE : Laboratoire Commun de Métrologie (LCM)

THÈSE présenté par :

Abdallah RIHAN

soutenue le : 19 Décembre 2011

pour obtenir le grade de : Docteur du Conservatoire National des Arts et Métiers

Discipline/ Spécialité : Laser, Métrologie et Communication.

**Sources laser non linéaires accordables dans l'infrarouge et
l'ultraviolet pour la métrologie des rayonnements optiques.**

THÈSE DIRIGÉE PAR :

ZONDY Jean-Jacques

Chercheur LNE-CNAM (HDR)

RAPPORTEURS :

GEORGES Patrick

DR-CNRS (HDR), Univ. Paris Sud.

CHEN Weidong

P.U., Univ. Littoral (ULCO)

JURY :

SURET Pierre

MdC (HDR), Univ. Lille I

KUSZELEWICZ Robert

DR-CNRS (HDR), LPN-CNRS.

GUELLATI-KHELIFA Saida

P.U., CNAM

MEMBRE INVITÉ :

CADORET Malo

MdC, CNAM

Remerciements

En préambule à ce mémoire, je souhaiterais adresser mes remerciements les plus sincères aux personnes qui m'ont apportées leur aide et qui ont contribué à l'élaboration de ce mémoire ainsi qu'à la réalisation de ce travail tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique. Je tiens en tout premier lieu à remercier le directeur de l'institut national de métrologie (INM) monsieur Marc Himbert d'une part pour m'avoir accueilli au sein l'institut et d'autre part pour avoir obtenu le financement de ma thèse.

Je tiens particulièrement à remercier le Docteur Jean-Jacques Zondy, qui, en tant que directeur de thèse, s'est toujours montré à l'écoute et très disponible tout au long de la réalisation de ce travail, ainsi que pour l'inspiration, l'aide et le temps qu'il a bien voulu me consacrer et sans qui ce travail n'aurait jamais vu le jour.

Mes remerciements s'adressent également aux rapporteurs de cette thèse Patrick Georges et Weidong Chen pour la rapidité avec laquelle ils ont lu mon manuscrit et l'intérêt et l'attention qu'ils ont portés à mon travail. Merci également aux membres du jury qui ont acceptés de juger ce travail : Pierre Suret, Robert Kuszelewicz et Saida Guellati-Khelifa.

J'adresse également mes remerciements à toutes les personnes avec qui j'ai pu travailler et en l'occurrence Thomas Zanon, Emeline Andrieux et Malo Cadoret. Je tiens aussi à remercier tous les thésards de l'institut qui m'ont tant apporté tant sur le plan psychologique qu'intellectuel, je pense notamment à Arnaud Guillou et Rodolphe Sarrouf.

J'exprime ma gratitude et mes remerciements à Daniel Truong pour sa gentillesse et sa disponibilité tant pour la réalisation de pièces mécaniques dans l'urgence que pour ses qualités d'écoute et sa capacité à proposer des solutions. Je remercie également Laurent Pitre, Bernard Rougie, Thomas Badr et Jean-Pierre Wallerand pour toutes les discussions intéressantes et fructueuses que nous avons eut et surtout pour leur capacité à voir le bon côté des choses et à ressortir les meilleurs qualités de leur collaborateurs.

Je remercie aussi l'équipe pédagogique, à commencer par Stéphane Briaudeau mon responsable pédagogique pour son soutien et sa gentillesse, Annick Razet, Mark Plimmer, Patrick Juncar et tout le reste de l'équipe pour m'avoir si bien accueilli parmi eux.

Cette thèse et ces trois ans qui l'accompagnent n'aurait été si agréable sans tous les membres

REMERCIEMENTS

de l'INM que j'ai quotidiennement côtoyé . Un grand merci à vous tous.

Enfin, j'adresse mes remerciements à mes parents ainsi qu'à mes proches qui m'ont toujours soutenu et encouragé tout au long de ma vie scolaire et particulièrement lors de la réalisation de cette thèse de doctorat.

REMERCIEMENTS

REMERCIEMENTS

Résumé

L'objet de cette thèse porte sur la conception et la réalisation de deux sources laser non linéaires accordables dans les domaines IR et UV, pour le raccordement de la sensibilité spectrale des détecteurs au moyen du radiomètre cryogénique du laboratoire commun de métrologie (LCM).

La source IR est un oscillateur paramétrique optique (OPO) résonant sur les ondes pompe et signal (PRSR0), utilisant un cristal de niobate de lithium à inversion de domaines de polarisation dopé par 5% d'oxyde de magnésium (ppMgCLN). Pompé par un laser Ti :Al₂O₃ en anneau mono-fréquence et accordable, délivrant 500 mW de puissance utile autour de 795 nm, l'OPO possède un seuil d'oscillation de 110 mW. Une couverture spectrale continue entre 1 μm et 3.5 μm a été obtenue, avec des puissances de l'ordre du mW pour l'onde signal (1 μm à 1.5 μm) et des puissances comprises entre 20 à 50 mW pour l'onde complémentaire couvrant un octave de longueur d'onde IR entre 1.7 μm et 3.5 μm .

La source UV est obtenue par doublage de fréquence en cavité externe du laser Ti :Al₂O₃, dans un cristal de triborate de lithium (LiB₃O₅). Un accord de phase en température à angle d'accord de phase fixé permet l'obtention d'une couverture spectrale comprise entre 390 nm et 405 nm. L'asservissement de la cavité de doublage sur la fréquence du laser Ti :Al₂O₃ par la méthode de Pound-Drever-Hall, ainsi qu'une adaptation de mode optimale, permet d'obtenir une puissance de 5.64 mW à 400 nm à partir de 480 mW de puissance fondamentale.

Mots clés :

Nonlinear optics

Oscillateur paramétrique optique

Résonateurs optiques

Accord de phase

Génération de seconde harmonique

Méthode de Pound-Drever-Hall

Adaptation de mode

Adaptation d'impédance

RÉSUMÉ

Abstract

The work presented in this Ph. D dissertation details the strategy adopted to build two non-linear laser sources that are widely in the mid-infrared and blue-UV spectral ranges. These laser sources are needed for the traceability to SI units of coherent light irradiance measurements using a cryogenic radiometer of the using cryogenic radiometer of the Laboratoire commun de métrologie (LCM) .

The infrared laser source is an optical parametric oscillator (OPO) resonating on the pump and signal wavelengths (PRSRO) and employing a periodically poled Lithium Niobate non-linear crystal doped with 5% magnesium oxide (ppMgCLN). The PRSRO is pumped by a single-frequency tunable bow-tie ring cavity Titanium-Sapphire laser ($\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$) delivering 500 mW output power at 795 nm wavelength, , resulting in a power oscillation threshold of 110 mW. The PRSRO emission could continuously cover the spectral range from 1 μm to 3.5 μm . The level of output power achieved is of the order of 1 mW for the signal wave (1 μm to 1.5 μm) and between 20 mW and 50 mW for idler wave spanning an octave wavelength range (1.7 μm to 3.5 μm).

The UV source based on the second harmonic generation on the Titanium-Sapphire tunable laser using an external enhancement cavity containing a critically phase-matched LBO non linear crystal (LiB_3O_5). Temperature-tuning of the phase-matching condition at a fixed crystal orientation leads to a wide tunability from 390 nm to 405 nm wavelength. The external cavity optical pathlength was actively locked to the laser frequency using a Pound-Drever-Hall servo, allowing to extract up to 6 mW power at 400 nm wavelength with a 480 mW pump power. Despite a perfect mode-matching efficiency, the power performance was limited by the poor nonlinear impedance matching of the resonator, due to both the weak nonlinearity of the crystal and the low incoming laser power.

Keywords :

Optical parametric oscillator

Optical resonator

Phase matching

Second harmonic generation

Pound-Drever-Hall method

Mode matching

Impedance matching

ABSTRACT

Table des matières

Introduction	29
I Introduction à l'optique non linéaire $\chi^{(2)}$: Généralités	33
1 Notions de base en optique non linéaire	35
1.1 Polarisation non-linéaire de second ordre	35
1.2 Équations de propagation dans un milieu non-linéaire	38
1.3 Accord de phase	40
1.3.1 Accord de phase par biréfringence	40
1.3.2 Quasi-accord de phase	43
1.4 Génération de seconde harmonique avec une onde gaussienne	45
1.4.1 La fonction de focalisation de Boyd et Kleinman	45
1.4.2 Efficacité de conversion en simple passage (ondes Gaussiennes)	46
2 Théorie de l'oscillateur paramétrique optique résonnant sur les ondes pompe et signal	49
2.1 Génération paramétrique dans le cas d'une onde plane	50
2.1.1 Equations de propagation réduites	50
2.1.2 Conditions aux limites	52
2.1.3 Solutions stationnaires dans le cas d'un PRSRO	53
2.1.4 Efficacité de conversion et déplétion de l'onde pompe	59
2.1.5 Adaptation d'impédance non linéaire du PRSRO	62
2.1.6 Inclusion des effets de focalisation (diffraction)	63
3 Génération de seconde-harmonique (SHG) en cavité externe	69
3.1 Principe de la SHG en cavité résonante externe	69
3.2 Rappels théoriques sur la SHG en cavité externe	70
3.3 Asservissement actif de la longueur optique du résonateur	73
3.3.1 Principe de la technique d'asservissement de Pound-Drever-Hall.	74
3.3.2 Signal d'erreur dispersif	75

II	Conception et réalisation d'un oscillateur paramétrique générant un octave de longueur d'onde IR (1.8 – 3.6 μm)	79
4	Conception de la cavité (OPO) résonant sur les ondes pompe et signal.	81
4.1	Le laser titane saphir continu, monofréquence et accordable	81
4.1.1	Unidirectionnalité de la cavité Ti :Sa	81
4.1.2	Fonctionnement monomode et accordabilité du laser Ti :Sa	82
4.2	Le cristal de niobate de lithium (ppMgCLN) en quasi-accord de phase	83
4.2.1	Propriétés optiques	84
4.2.2	Acceptance en température	87
4.2.3	Cristal ppMgCLN utilisé expérimentalement	88
4.3	Dimensionnement de la cavité OPO	89
4.3.1	Matrice de propagation	89
4.3.2	Expression des waist	90
4.3.3	Zone de stabilité	92
4.4	Dispositif expérimental	93
4.5	Alignement de la cavité OPO	97
5	Asservissement de la cavité OPO : résultats expérimentaux	99
5.1	Signature dynamique de l'oscillation paramétrique dans un PRSRO	99
5.2	Élaboration expérimentale du signal d'erreur Pound-Drever-Hall.	101
5.3	Performances de l'asservissement	103
5.3.1	Filtre électronique correcteur commercial	103
5.3.2	Mise en oeuvre d'un filtre électronique correcteur maison	104
6	Résultats expérimentaux du PRSRO : puissance idler et couverture spectrale	109
6.1	Caractérisation du quasi-accord de phase du ppMgCLN.	109
6.2	Caractérisation en puissance du PRSRO	110
6.3	Adaptation d'impédance dans un PRSRO	112
6.4	Accordabilité de l'onde idler sans saut de mode	114
III	Conception et réalisation d'une cavité de doublage	117
7	Doublage de fréquence en cavité externe du laser titane :saphir	119
7.1	Le cristal de triborate de lithium (LiB_3O_5)	120
7.1.1	Fenêtre de transparence	120
7.1.2	Tenseur de susceptibilité non linéaire de second ordre	120

TABLE DES MATIÈRES

7.1.3	Relations de dispersion	121
7.1.4	Accord de phase	123
7.2	Caractérisation en simple passage du LiB_3O_5	125
7.2.1	Efficacité de conversion en simple passage du LiB_3O_5	126
7.2.2	Acceptance en température et en longueur d'onde.	128
7.2.3	Accordabilité en longueur d'onde UV par variation de température.	129
7.3	Doublage en cavité externe	130
7.3.1	Dimensionnement de la cavité SHG	131
7.3.2	Dispositif expérimental	132
7.3.3	Résultat expérimentaux : signal d'erreur	134
7.3.4	Résultat expérimentaux : efficacité de conversion UV	134
7.4	Conclusions et perspectives d'amélioration	137
Conclusion		141
Annexes		153
A Etude préliminaire à la réalisation du processus SHG : choix du cristal non linéaire		153
A.1	Le niobate de lithium à inversion de domaines de polarisations (PPLN)	153
A.2	Le tantalate de lithium à inversion de domaine de polarisation (PPSLT)	156
A.3	Matériaux non linéaires biréfringents	156
B Réflectance de la cavité OPO		159
B.1	Au dessus du seuil d'oscillation	159
B.2	En dessous du seuil d'oscillation	160
B.3	En l'absence de cristal non linéaire	161
Glossaire		163
Index		168

TABLE DES MATIÈRES

Liste des tableaux

1.1	Symétrie de permutation de indices jk	36
1.2	Symétrie de Kleinman	37
4.1	Coefficient de Seillmeier du niobate de lithium dopé avec 5% de MgO.	87
A.1	Propriétés théoriques du PPLN pour un quasi-accord de phase de type 0 ($E_z E_z E_z$) et un quasi-accord de phase de type I ($E_y E_y E_z$) à une longueur d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 800$ nm.	154
A.2	Propriétés théoriques du PPSLT pour un quasi-accord de phase de type 0 ($E_z E_z E_z$) pour une longueur d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 800$ nm.	156
A.3	Comparaison de quelques matériaux non linéaires utilisés avec un accord de phase de type I, à une longueur d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 800$ nm. ρ est l'angle de walkoff lié au phénomène de double réfraction.	156

LISTE DES TABLEAUX

Table des figures

- 1.1 Accord de phase par biréfringence de type I (oo-e). L'angle d'accord de phase θ_{pm} , est réalisé au point de croisement des nappes d'indice ordinaire et extraordinaire : $n_e(2\omega, \theta) = n_o(\omega)$. Le vecteur $\mathbf{E}_{\omega,o}$ se propageant avec un indice $n_o(\omega)$ dans la direction de propagation définie par l'angle d'accord de phase θ_{pm} est polarisé suivant Y. Le vecteur $\mathbf{E}_{2\omega,e}$ se propageant avec un indice $n_e(\omega, \theta_{pm})$ est polarisée orthogonalement dans le plan XZ. Le vecteur de Poynting $\mathbf{S}_{2\omega}$ de l'onde harmonique extraordinaire est perpendiculaire à la tangente de l'ellipsoïde des indices extraordinaires au point d'intersection avec la direction de propagation définie par l'angle d'accord de phase θ_{pm} 41
- 1.2 Principe du quasi-accord de phase. On représente l'intensité de l'onde harmonique $I_{2\omega}$ en fonction de la longueur normalisée z/l_c du cristal. La courbe rouge représente un accord de phase par biréfringence ayant le même coefficient non linéaire effectif d, la courbe verte un quasi-accord de phase d'ordre 1 ($m=1$) et la courbe noire une absence d'accord de phase. Pour un QPM d'ordre $m=3$, le déphase entre les ondes n'est annulé que toutes les 3 longueurs de cohérence, conduisant à une efficacité moindre qu'un QPM d'ordre $m=1$ 44
- 2.1 Cavité en anneau schématisant l'OPO. Le champ pompe A_{in}^{ext} entre dans la cavité par le miroir M1 et fuit par ce même miroir après un tour de cavité et a pour expression $A_{ext} = t_p \exp(i\varphi) A_p(L) - r_p A_{in}^{ext}$. Le champ $A_{in} = t_p A_{in}^{ext}$ est le champ pompe réellement couplé par la cavité OPO. Les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude pour l'onde $j = p, s, i$, sont notés r_j et t_j , les champs $A_j(0)$ et $A_j(L)$ sont respectivement les champs de l'onde j en entrée et en sortie du cristal. 51

TABLE DES FIGURES

2.2 Ordinogramme de l'algorithme numérique. Les équations de propagation sont résolues numériquement par la méthode d'intégration de Runge Kutta de quatrième ordre, à partir des conditions initiales. Au premier tour, les conditions initiales sont $A_p(t_0, z = 0) = \sqrt{I_{in}}$ et $A_{s,i}(t_0, z = 0) = 10^{-5}$. La résolution des équations de propagation, nous donne accès aux champs $A_j(t_n, z = 1)$ à la sortie du cristal, et donc aux intensités $I_j(t_n, z = 1) = |A_j(t_n, z = 1)|^2$. Le processus numérique est stoppé lorsque la condition d'arrêt $|I_j(t_n, z = 1) - I_j(t_n - N\tau, z = 1)| \leq \varepsilon I_j(t_n, z = 1)$ est satisfaite. Dans le cas contraire, nous utilisons les conditions aux limites pour déduire les nouvelles conditions initiales et poursuivre la résolution des équations de propagation. 54

2.3 Les intensités signal et idler calculées numériquement sont représentées en lignes discontinues et les intensités calculées analytiquement à partir des équations (2.16) et (2.17) sont représentées en traits pleins. Les paramètres de calcul sont $\kappa_p = 0.025$, $\kappa_s = 0.0035$ et $\Delta_p = \Delta_s = 0$ 58

2.4 Evolution longitudinale des intensités pompe et signal stationnaires au sein du cristal. Les solutions numériques sont représentées en pointillés et les solutions analytiques (2.18) en traits pleins, pour une intensité pompe I_{in} deux fois au-dessus du seuil d'oscillation ($x=2$). L'accord entre les solutions analytique et numérique est bon au point qu'il est difficile de distinguer les deux solutions. Le champ pompe est alors quasi invariant entre l'entrée et la sortie du cristal non linéaire ($A_p(0) \simeq A_p(L)$) et ce d'autant que κ_p tend vers 0. De même, la distribution spatiale de l'intensité stationnaire I_s (non représentée sur cette figure) est constante dans le cristal. Cette uniformité spatiale d'un champ fortement résonant dans un résonateur optique contenant un milieu de gain faiblement couplé au champ est à la base de l'approximation dite "du champ moyen" (*meanfield approximation*), utilisée par exemple pour dériver les solutions du gain paramétrique. 59

2.5 Zoom sur la distribution spatiale des intensités pompe et signal au sein du cristal pour des valeurs de $x = I_{in}/I_{th}^{in}$ compris entre 2 et 6. Les solutions numériques sont représentées en pointillés et les solutions analytiques (2.18a) et (2.18b) en traits pleins. D'après le calcul numérique exact, la puissance pompe au sein du cristal se clampe localement (en $z_{th} \simeq 0.58$) à $I_{th} = 2\kappa_s/r_s$ quelque soit la puissance pompe incidente I_{in}^{ext} 60

2.6 Efficacité de conversion idler Γ_i et dépeuplement de la pompe Γ_p dans la cavité en fonction de la puissance pompe normalisée x . Les solutions numériques sont tracées en traits discontinus et les solutions analytiques approchées correspondant aux équations (2.21) et (2.24) sont en traits pleins. Les paramètres de calcul sont $\kappa_p = 0.025$, $\kappa_s = 0.0035$ et $\Delta_p = \Delta_s = 0$. Un bon accord entre les solutions numériques et analytiques est obtenu. 61

TABLE DES FIGURES

2.7	Efficacité de conversion idler Γ_i et dépeuplement de la pompe Γ_p dans la cavité en fonction des pertes linéaires κ_p sur l'onde pompe pour une intensité pompe incidente $I_{in}^{ext} = 3.98 \times 10^{-4}$ et un désaccord de cavité $\Delta_p = \Delta_s = 0$ et $\kappa_s = 0.0035$. Les courbes en traits pleins correspondent aux équations courbes en pointillés correspondent aux calculs numériques.	62
2.8	Fonction de focalisation en fonction du désaccord de phase normalisé $\sigma = \Delta kz_r$ et pour un paramètre de dégénérescence $\mu = 0.6$. La courbe bleu correspond à une faible focalisation de l'onde pompe h_p ($\xi = 5 \times 10^{-2}$) tracée à partir de l'équation (2.36) et la courbe noire à une focalisation plus importante h_g ($\xi = 1.5$) tracée à partir de l'équation (2.35).	66
2.9	Fonction de focalisation optimisée $h(\sigma, \xi) \leq 1.03 \leq h_{max}$ en fonction du paramètre confocal ξ pour $\mu = 0.6$, l'optimum de cette fonction est obtenu pour $\xi \sim 2$	67
3.1	Schéma de principe de la génération de seconde harmonique en cavité externe. L'utilisation d'une cavité de surtension permet d'amplifier la puissance de l'onde fondamentale et donc d'augmenter la puissance seconde harmonique générée. La lentille devant la cavité SHG permet d'adapter le mode du faisceau fondamental à celui du résonateur optique afin d'empêcher la déperdition de la puissance dans les modes transverses TEM_{mn} autre que le mode TEM_{00}	70
3.2	Efficacité de conversion externe en fonction du waist au centre du cristal LBO pour une longueur d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 800$ nm, une puissance incidente $P_\omega^{in} = 500$ mW et des pertes linéaires $\varepsilon = 0.01$. La longueur du cristal LBO est prise égale 1 cm. L'accord de phase se faisant dans le plan XY , le coefficient non linéaire $d_{eff} = d_{32} \cos(\varphi)$ avec $d_{32} = -0.67$ pm/V et $\varphi = 30.67^\circ$ l'angle d'accord de phase à 800 nm et 100° C. L'angle de walkoff correspondant à l'onde harmonique est $\rho = 31$ mrad.	72
3.3	Schéma de principe de la technique d'asservissement de Pound-Drever-Hall (PDH). Le modulateur électro-optique (EOM) permet de moduler en phase l'onde laser qui lui est incidente. Le mélangeur permet de démoduler le signal de battement issu du détecteur rapide en le comparant à la référence (oscillateur local) dont la phase est adaptée par le déphaseur. Le signal d'erreur ainsi obtenu est filtré par un filtre passe bas et est envoyé sur un filtre électronique correcteur pour rétroagir sur la longueur de la cavité.	74
3.4	Signal d'erreur théorique du PDH pour des finesses de cavité : (a) $F = 80$ et (b) $F = 300$. Plus la finesse de la cavité est importante et plus la pente du signal d'erreur à l'origine est importante.	77

TABLE DES FIGURES

4.1	Cavité en anneau unidirectionnelle du laser Ti :Sa. Quatre types d'optique forment ce laser Ti :Sa : (i) un milieu actif (le Ti :Sa, Ti-Al ₂ O ₃), (ii) des optiques forçant le fonctionnement unidirectionnel de la cavité laser (le rotateur de Faraday et les miroirs non coplanaires entourés en rouge), (iii) des optiques forçant le fonctionnement monomode du laser (l'étalon épais, l'étalon fin, et le filtre biréfringent (Bifi)), (iv) des optiques de renvoi et de détection (miroirs et photodiode).	82
4.2	Principe de la sélection de longueur d'onde dans le laser Ti :Sa. La sélection d'un mode longitudinal s'opère par l'intermédiaire de trois filtres : l'étalon épais, l'étalon mince et le filtre biréfringent. Le mode qui oscille dans la cavité Ti :Sa correspond au mode qui subit le moins de pertes lors de son passage à travers ces trois filtres. Autrement dit le mode saturant le gain homogène de ce laser est celui qui fait coïncider les pics des franges de transmission de chaque filtre.	83
4.3	Fenêtre de transparence du LiNbO ₃ . Le pic d'absorption au voisinage de 3 microns est dû à la contamination de la maille cristalline par des radicaux OH ⁻ (vapeur d'eau). La bande de transparence IR est limitée par des processus d'absorption multi-phonons.	84
4.4	Cristal de LiNbO ₃ fabriqué par HC photonics. Les dimensions du cristal utilisé expérimentalement sont : $T = 0.5$ mm, $W = 1.13$ mm et $L = 50$ mm. Il possède 9 réseaux dont les périodes sont comprises entre $\Lambda_0 = 20.6 \mu\text{m}$ et $\Lambda_0 = 23.4 \mu\text{m}$ par pas de $0.35 \mu\text{m}$	86
4.5	Acceptance en température de l'interaction paramétrique du PPLN avec une longueur d'onde pompe $\lambda_p = 795\text{nm}$ et une période de réseau $\Lambda_0 = 21.72\mu\text{m}$. 87	87
4.6	Courbes théoriques de quasi-accord de phase avec une pompe $\lambda_p = 795$ nm pour les 9 réseaux du cristal PPLN. Les périodes des réseaux Λ_0 à température ambiante spécifiées par le fabricant sont : (A : $\Lambda_0 = 20.6 \mu\text{m}$, B : $\Lambda_0 = 20.95 \mu\text{m}$, C : $\Lambda_0 = 21.3 \mu\text{m}$, D : $\Lambda_0 = 21.65 \mu\text{m}$, E : $\Lambda_0 = 22 \mu\text{m}$, F : $\Lambda_0 = 22.35 \mu\text{m}$, G : $\Lambda_0 = 22.7 \mu\text{m}$, H : $\Lambda_0 = 23.05 \mu\text{m}$, I : $\Lambda_0 = 23.4 \mu\text{m}$). La zone ombrée représente la gamme de température accessible par le four utilisé, et la ligne en pointillés ayant pour ordonnée $2\lambda_p$ (point de dégénérescence de la génération paramétrique) représente la séparation entre les branches signal et idler.	89
4.7	Configuration en anneau de la cavité OPO. Les miroirs M1 et M2 sont plans et les miroirs M3 et M4 sont sphériques de rayon de courbure R	90
4.8	Domaine de stabilité de la cavité OPO. la courbe rouge (a) représente le domaine de stabilité de la cavité lorsqu'elle est à vide et la courbe noire (b) en présence du cristal ppMgCLN. La zone ombrée représente le domaine de stabilité commun. En général, on choisit le point de stabilité de la cavité proche de l'intersection des deux courbes, en évitant de s'approcher trop des asymptotes limites.	93

TABLE DES FIGURES

4.9	Evolution du waist sur le bras M1-M2 en fonction de la distance entre les miroirs sphériques. La courbe rouge (a) représente le domaine de stabilité de la cavité lorsqu'elle est à vide et la courbe noire (b) en présence du cristal ppMgCLN. La zone ombrée représente le domaine de stabilité commun.	94
4.10	Dispositif expérimental du PRSRO. La cavité OPO (centre de la figure) est une cavité en anneau formé de deux miroirs sphériques et de deux miroirs plans. L'onde pompe est couplée dans la cavité par un coupleur plan ($T_p = 5\%$), après avoir été modulée en phase à $f_{RF} = 50$ MHz par un modulateur électro-optique (EOM) pour créer les deux bandes latérales utilisées en réflexion pour asservir la cavité sur la fréquence porteuse ω_p . Le cristal de ppMgCLN est monté dans un four régulé en température à ± 0.1 ° C (rappelons que l'acceptance en température du QPM est $\Delta T = 3$ ° C). L'onde idler ressort de la cavité par le miroir sphérique de droite. Un filtre en Germanium sous incidence de Brewster (transmettant au-delà de $1.8 \mu\text{m}$) sert à couper le résidu de pompe et de signal colinéaire au faisceau idler.	95
4.11	Revêtement HR des miroirs M2, M3 et M4 aux ondes pompe et signal ($790 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1.6 \mu\text{m}$).	96
5.1	de bas en haut : (a) frange de pompe en transmission montrant l'effet de clamping au seuil en fonction du balayage de la longueur de cavité sur $\Delta L_{cav} = 0.2 \mu\text{m}$, (b) frange signal transmise, (c) frange pompe en réflexion.	100
5.2	Électronique de Pound-Drever-Hall. Le signal électrique de battement détecté par la photodiode rapide est filtré autour de la fréquence de modulation f_{RF} , puis mélangé avec la référence f_{RF} (préalablement déphasée et amplifié) dans le mélangeur équilibré (DBM), avant d'être démodulé et intégré par un filtre correcteur pour obtenir le signal de correction, lequel est envoyé à travers un amplificateur HV à la céramique.	101
5.3	Signal d'erreur dispersif du Pound-Drever-Hall permettant d'asservir la cavité OPO sur la porteuse ω_p , c'est-à-dire au minimum de la frange en réflexion de la figure 5.1. La pente du signal d'erreur au voisinage de la résonance vaut $4 \times 10^{-8} \text{ V/HZ}$	102
5.4	de bas en haut : (i) Intensité pompe transmise (ii) frange signal transmise, (iii) signal d'erreur dispersif PDH (i.e. au minimum de la frange en réflexion (iv)) lorsque la cavité est verrouillée sur la longueur d'onde pompe	103
5.5	Densités spectrales de bruit de fréquence résiduelle de l'asservissement PDH obtenue avec le filtre correcteur commercial LB1005, la bande passante obtenue est alors égale à 250 Hz.	104
5.6	Schéma électronique de principe du filtre correcteur implémenté et sa fonction de transfert en boucle ouverte. Le gain aux faibles fréquences a été augmenté sans exciter la première fréquence de résonance des cales PZTs, en cascasant plusieurs étages intégrateurs de fréquence de coupure différente. De plus pour adapter la phase de la boucle électronique et l'empêcher d'osciller, deux étages inverseurs ont été ajoutés.	105

TABLE DES FIGURES

5.7	Densités spectrales de bruit de fréquence résiduelle de l'asservissement PDH, obtenu avec le filtre correcteur maison et après le déplacement dans une pièce voisine du système de refroidissement des diodes de pompe du laser Milenia 5 W afin d'atténuer le bruit acoustique ambiant. La nouvelle bande passante est alors égale à 2 kHz.	106
5.8	Schéma de principe de stabilisation de la puissance de l'onde idler au moyen d'un modulateur acousto-optique.	107
6.1	Courbes expérimentales de quasi-accord de phase (réseaux A-E : $\Lambda_0 = 20.8 - 22.13 \mu\text{m}$ à $T = 22^\circ \text{C}$, $\lambda_p = 795 \text{ nm}$). Le point de dégénérescence de l'OPO (à $\lambda_s = \lambda_i = \lambda_p/2 = 1.59 \mu\text{m}$) sépare les 2 branches signal des 2 branches idler. Les courbes en traits pleins sont calculées à partir de l'équation (4.4) en utilisant les relations de dispersion du $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ mais en tenant compte d'une correction de l'ordre de 1% sur la période des réseaux par rapport aux valeurs spécifiées par le constructeur (Fig.4.6). L'OPO préfère osciller sur la branche signal supérieure pour laquelle la paire possède un seuil d'oscillation moindre à cause de l'absorption du matériau au-delà de $\lambda \sim 3.8 \mu\text{m}$	110
6.2	Frange signal générée par le réseau A lorsque la cavité est balayée au voisinage d'une résonance de pompe à $T = 70^\circ \text{C}$ (comportement d'un PRSRO) et à $T = 30^\circ \text{C}$ (comportement d'un TRO). On peut voir sur la frange TRO un double pic correspondant à un saut de paires de mode signal-idler pendant le court laps de temps où la pompe passe en résonance.	111
6.3	Puissance idler en fonction de la puissance pompe pour les 5 réseaux du chip à une température donnée. La courbe en trait plein est un ajustement par les moindres carrés à la relation (2.34), donnant un seuil de 110 mW. L'efficacité décroissante lorsque λ_i augmente est intrinsèque au processus de down-conversion : plus l'idler se situe dans l'IR plus l'efficacité du processus non linéaire décroît.	112
6.4	Puissance idler en fonction de la longueur d'onde montrant que le PRSRO peut couvrir une octave de longueur d'onde dans l'IR. Le filtre en Ge (utilisé pour isoler les photons idler des photons pompe et signal résiduels) atténue par absorption la puissance réelle idler détectée en dessous de $\lambda_i \sim 2 \mu\text{m}$. La courbe en trait plein est fittée d'après l'équation (2.34) qui prédit une dépendance en $\omega_i/\omega_s = \lambda_p/(\lambda_i - \lambda_p)$	113
6.5	Illustration de l'adaptation d'impédance pompe optimale par variation du coefficient T_p à une puissance de pompe incidente fixée. La variation de T_p utilise les rebonds du traitement diélectrique partiellement réflecteur du coupleur d'entrée au voisinage de 800 nm.	114
7.1	Spectre de transmission UV du triborate de lithium entre 110 et 280 nm publié par Chen <i>et al.</i> Le seuil de transmission du LBO dans l'UV se trouve donc à 155 nm.	121

7.2	Accord de phase de type I (ooe) pour une propagation dans le plan principal est xy ($\theta = 90^\circ$). L'intersection de la surface d'indice "fast" avec le plan XY donne une ellipse de demi-axes n_x et n_y ($n_x < n_y$) comme dans le cas de la figure 1.1 (cas uniaxe). L'intersection de la surface d'indice "slow" avec le plan de propagation XY est un cercle de rayon $n_- = n_z$ et l'angle d'accord de phase φ est donné par le point d'intersection de ce cercle avec l'ellipse. L'énergie de l'onde seconde harmonique se propage dans une direction faisant un angle $\rho_{2\omega}$ par rapport aux vecteurs d'ondes k_ω et $k_{2\omega}$ et au vecteur de Poynting $S_{2\omega}$, dont la direction est définie par la normale à la tangente de l'ellipse au point d'intersection, comme dans le cas d'un accord de phase uniaxe.	124
7.3	Dispositif expérimental pour les tests en simple passage. Un isolateur optique est placé sur le chemin du faisceau laser afin d'empêcher les feedback vers le laser Ti :Sa, l'onde fondamentale est focalisé au centre du cristal LBO à l'aide d'une lentille adéquate dépendant du waist recherché. le filtre bleu placé après le cristal LBO coupe l'onde fondamentale, et laisse passer 70% de l'onde seconde harmonique qui est détectée par la tête silicium PD300-UV du détecteur OPHIR.	125
7.4	Puissance seconde harmonique générée $P_{2\omega}$ corrigée de l'absorption du filtre bleu en fonction de la puissance fondamentale P_ω^2 . Les symboles carrés représentent les points expérimentaux et la droite rouge, la droite des moindres carrées dont la pente est l'efficacité de conversion en simple passage Γ donnée par l'expression gaussienne de l'efficacité de conversion (1.26). Pour une longueur d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 800$ nm et un waist $w_0 = 26$ μm , l'efficacité de conversion $\Gamma = 3.82 \times 10^{-5}$ W^{-1}	126
7.5	Efficacité de conversion en simple passage à $\lambda_\omega = 800$ nm en fonction du waist de focalisation, corrigée de l'absorption du filtre bleu pour différents waists. La courbe en trait plein bleu représente l'efficacité de conversion théorique (1.26) et les symboles carrés les points expérimentaux. L'ajustement du coefficient d_{32} donne exactement, à $\pm 10\%$ près, la valeur donnée par (7.2). L'optimum de conversion est obtenu pour un waist autour de 20 μm	127
7.6	Courbes d'acceptance en température de l'accord de phase dans le plan XY du LBO pour différentes valeurs de la focalisation d'une onde fondamentale à 800 nm. La courbe en traits pleins est obtenue dans le cas d'une onde plane, alors que les courbes en traits discontinus sont obtenues pour des ondes gaussiennes à partir des fonctions de focalisation $h(\xi, \sigma, \beta_{2\omega})$ et des coefficients thermo-optiques de Kato <i>et al.</i> Cette figure met en évidence l'effet d'élargissement dû à la focalisation sur l'acceptance en température.	128

TABLE DES FIGURES

7.7 Courbes d'acceptance spectrale de l'accord de phase dans le plan XY du LBO pour différentes valeurs de la focalisation d'une onde fondamentale à 800 nm et à $T = 100^\circ \text{C}$. La courbe en traits pleins est obtenue dans le cas d'une onde plane, alors que les courbes en traits discontinus sont obtenues pour des ondes gaussiennes à partir des fonctions de focalisation $h(\xi, \sigma, \beta_{2\omega})$ et des coefficients thermo-optiques de Kato *et al.* Cette figure met en évidence l'effet d'élargissement dû à la focalisation sur l'acceptance spectrale. 129

7.8 Courbe d'accord de phase du triborate de lithium pour une longueur d'onde fondamentale accordable entre 790 nm et 810 nm et une température de travail entre 30 et 200°C avec un angle d'accord de phase fixe ($\varphi_{pm} = 30.67^\circ$). La courbe en traits pleins est obtenue avec les coefficients thermo-optiques publiés par Kato *et al.*, la courbe en pointillés rouges avec ceux publiés par Velsko *et al.*, et la courbe bleu discontinue (tirets) avec ceux publiés par Tang *et al.*. Les symboles carrés représentent la courbe de phase matching expérimentale. 130

7.9 Domaine de stabilité de la cavité SHG. la courbe noire représente le domaine de stabilité de la cavité lorsqu'elle est à vide et la courbe rouge en présence du cristal LBO. La zone ombrée est le domaine de stabilité commun. L_1 étant la distance entre les miroirs sphériques et w_{02} le waist au centre du bras M3-M4. 131

7.10 Dispositif expérimental de la cavité de génération de seconde harmonique. La cavité SHG (centre de la figure) est une cavité en anneau formé de deux miroirs sphériques et de deux miroirs plans. L'onde fondamentale est couplée dans la cavité par un coupleur plan ($T_\omega = 1\%$), après avoir été modulée en phase à $f_{RF} = 50 \text{ MHz}$ par un modulateur électro-optique (EOM) pour créer les deux bandes latérales utilisées en réflexion pour asservir la cavité sur la fréquence porteuse ω . Le cristal de LBO est monté dans un four régulé en température. L'onde SH ressort de la cavité par le miroir sphérique de droite. Un filtre coloré est placé à la sortie de la cavité pour couper l'onde fondamentale résiduelle. 132

7.11 Revêtement HR des miroirs M2, M3 et M4 à l'onde fondamentale entre ($710 \text{ nm} \leq \lambda \leq 890 \text{ nm}$). Ces miroirs sont hautement transmissifs aux longueurs d'onde harmonique ($R < 4\%$). 133

7.12 Schéma de principe de la détection du battement servant dans la construction du signal d'erreur du PDH. 134

7.13 De bas en haut : (i) franges fondamentales détectées en transmission en fonction du balayage de la cavité sur $\Delta L_{cav} = 0.2 \mu\text{m}$. (ii) Signal d'erreur dispersif PDH permettant d'asservir la longueur de la cavité SHG sur la porteuse ω , c'est à dire au minimum de la frange en réflexion. (iii) Franges fondamentales détectées en réflexion par une photodiode rapide. 135

TABLE DES FIGURES

7.14 Puissance UV ($\lambda_{2\omega} = 400$ nm) générée en fonction de la puissance fondamentale incidente à la cavité de doublage pour deux valeurs de transmission de coupleur d'entrée T_1 et à 800 nm. La courbe en symboles carrés noirs et rouges correspondent respectivement à un coupleur d'entrée de transmission $T_1 = 99.95\%$ et $T_1 = 99\%$. Les courbes en traits pleins correspondent à l'ajustement par la méthode des moindres carrés des résultats expérimentaux par l'équation (3.3). Les pertes linéaires ainsi déduites sont respectivement $\varepsilon = 0.11\%$ et $\varepsilon = 0.049\%$. Les puissances harmonique données par cette figure, ont été corrigées des pertes par absorption du filtre bleu. Pour une puissance fondamentale égale à 480 mW, l'efficacité de conversion est d'environ $\eta_{exp} = 1.17\%$ 136

A.1 Efficacité de conversion externe en fonction du paramètre de focalisation pour un accord de phase de type I, aux longueurs d'ondes fondamentales $\lambda_\omega = 800$ nm et $\lambda_\omega = 652$ nm, avec une puissance incidente $P_\omega^{in} = 500$ mW et des pertes linéaires intra-cavité $\varepsilon = 0.02$. La longueur du cristal LBO est prise égale 1 cm. 155

B.1 Cavité OPO en anneau 160

TABLE DES FIGURES

Introduction

Le radiomètre cryogénique est la référence primaire pour l'étalonnage en sensibilité spectrale des détecteurs. Pour pouvoir utiliser pleinement les performances de cet appareil, il est nécessaire de disposer de faisceaux lasers couvrant un domaine spectral aussi large que possible et ayant des caractéristiques géométriques adaptées. Actuellement, les étalonnages des détecteurs par comparaison directe au radiomètre cryogénique ne sont réalisés qu'à certaines longueurs d'onde lasers discrètes du domaine visible, entre 454 nm (laser argon) et 633 nm (lasers He-Ne), avec une incertitude de l'ordre de 10^{-4} .

Les valeurs à d'autres longueurs d'onde, dans le domaine 200 nm - 2000 nm, sont obtenues au LNE-INM par diverses méthodes d'interpolation ou d'extrapolation qui conduisent à une dégradation importante de l'incertitude. Dans ces conditions, le raccordement au radiomètre cryogénique des détecteurs de transfert ne sont réalisés qu'avec une incertitude supérieure à 10^{-3} . Ainsi avec une source continûment accordable sur un domaine spectral de 200 nm à 4000 nm, la sensibilité spectrale des détecteurs pourra être mesurée directement par rapport au radiomètre cryogénique à n'importe quelle longueur d'onde en conservant l'incertitude de l'ordre de 10^{-4} , déjà obtenue jusqu'alors entre 454 nm et 633 nm.

Ainsi le raccordement au radiomètre cryogénique des détecteurs de transfert du LNE/CMSI pourra être étendu à d'autres types de détecteurs que les photodiodes au silicium (domaine spectral 350 nm - 1100 nm), pour couvrir des domaines ultraviolet et infrarouge où, pour le moment, les incertitudes sont trop élevées pour répondre correctement au besoin.

Par ailleurs, en radiométrie des sources les références d'éclairement énergétique sont faites par des radiomètres à filtre dont la sensibilité est étalonnée. Une source laser accordable associée à un détecteur de référence permet l'étalonnage de ce radiomètre plus précisément que par la méthode actuelle utilisant une source monochromatique non cohérente. La bonne connaissance de la longueur d'onde d'un faisceau laser est un élément important de cette amélioration mais l'étalonnage de la référence de sensibilité directement par rapport au radiomètre cryogénique donne accès à des incertitudes de l'ordre de 10^{-4} . Un radiomètre étalonné à ce niveau d'incertitude apportera donc une amélioration d'un facteur 10 par rapport au niveau d'incertitude actuel.

En pyrométrie, la mesure de la température passe par la mesure de la luminance. Le faisceau laser est à la base de la constitution d'une source monochromatique de surface étendue (5 mm) dont la luminance est mesurée en connaissant l'étendue géométrique et en disposant d'un détecteur étalonné en sensibilité spectrale. Une telle source étalon de luminance permet alors de connaître la sensibilité spectrale absolue d'un pyromètre ou d'un luminance-mètre. En couplant de façon rapprochée l'étalonnage d'un pyromètre et la mesure du rayonnement issu d'un corps noir, on en déduit sa température thermodynamique. L'objectif de quelques dizaines de millikelvins à une centaine de millikelvins dans le domaine de température entre 1000 °C et 3000 °C peut être obtenu grâce aux performances de la source laser accordable et des étalonnages réalisés vis-à-vis du radiomètre cryogénique.

Un laser Titane saphire continu, monomode et largement accordable dans le visible (700 – 900 nm) sera utilisé pour couvrir d’une part la gamme spectrale dans l’IR (1 – 4 μm) par conversion paramétrique de fréquences et d’autre part la gamme spectrale dans l’UV (200 – 400 nm) par doublage triplage et quadruplage de fréquences.

Pour la couverture spectrale dans le domaine infrarouge, plusieurs sources lasers sont possibles. Les lasers à cascades quantiques (QCLs) couvrent le domaine spectrale s’étendant du moyen infrarouge à partir de 3.5 μm au domaine du Thz, néanmoins leur accordabilité en régime continu est de quelques centaines de nanomètres en cavité étendue [1]. Ils ne peuvent donc pas rivaliser avec la très grande accordabilité des OPO [2, 3, 4, 5] et sont par ailleurs encore très onéreux. Une autre alternative serait de faire de la différence de fréquences (DFG), qui est un dispositif plus simple à mettre en oeuvre qu’un OPO, mais qui nécessite deux lasers pompe puissants et dont l’un des deux est accordable. Un tel dispositif ne nous permet d’avoir qu’une puissance de quelques nW à quelques mW, en fonction de la puissance des deux lasers de pompe [6]. Pour augmenter le niveau de puissance de l’onde ainsi générée, il est nécessaire d’utiliser une cavité de surtension sur la pompe [7], ce qui nous conduit à un degré de complexité similaire à celui d’un oscillateur paramétrique (OPO).

Plusieurs configurations d’oscillateurs paramétriques sont possibles pour la génération d’ondes monochromatiques accordables dans le domaine infrarouge [3, 8]. La configuration doublement résonnante (DRO), où les deux ondes paramétriquement générées résonnent dans la cavité OPO, a un faible seuil d’oscillation (~ 10 mW), souffre des instabilités de fonctionnement liées aux sauts de modes [2]. En revanche la configuration simplement résonnante (SRO), où seule l’une des ondes paramétriquement générées résonne, opère de manière stable mais présente un seuil d’oscillation élevé (typiquement quelques Watts), nécessite un laser pompe puissant [5]. Dans notre cas, le laser pompe ne peut délivrer qu’une puissance maximale de 760 mW à 795 nm, d’où la nécessité de choisir une configuration où l’onde pompe résonne dans la cavité OPO (PRRSRO [9]) afin de permettre l’obtention d’une puissance pompe intracavité de l’ordre de 2 W (puissance seuil d’oscillation d’un SRO). Cependant un PRRSRO, même s’il est équivalent à un SRO en terme de stabilité vis-à-vis des sauts de mode, ne possède pas la même accordabilité continue (i.e. sans saut de mode) qu’un SRO [10].

Par ailleurs, plusieurs matériaux non-linéaires sont envisagés pour réaliser le doublage dans le bleu et dans le domaine UV : des ferro-électriques périodiquement polarisés tel le tantalate de lithium [11, 12] ou le niobate de lithium [13, 14, 15](PPSLT, PPMgCLN) à fort coefficient non-linéaire mais ayant une absorption non négligeable dans le bleu, et des matériaux à accord de phase par biréfringence (BBO [16], LBO [17], BiBO [18, 19]) à plus faible non-linéarité mais plus transparent dans le bleu/UV. Une étude théorique (numérique) du processus de conversion en cavité externe a été conduite en tenant compte des spécificités de chaque matériau (Voir Annexe A). Le choix de cristal non linéaire retenu est le triborate de lithium (LBO) du fait de son faible angle de walk-off et de son seuil de dommage élevé ainsi que pour sa large plage de longueurs d’onde secondes harmoniques accessible ($\lambda_{2\omega} \in [375 \text{ nm}, 420 \text{ nm}]$) pour une longueur d’onde fondamentale accordable entre 700 et 900 nm

et une température de travail comprise entre 30 et 200 ° C.

Ce mémoire de thèse est structuré comme suit. Le chapitre I est consacré à un rappel des fondements de l'optique non linéaire relative à la conversion paramétrique de fréquence, abordant plus particulièrement la théorie de l'oscillation paramétrique et de la génération de seconde harmonique (SHG) en cavité externe. Dans le chapitre II nous détaillerons la conception de l'OPO résonant sur la pompe et l'onde signal ainsi que les résultats expérimentaux obtenus. Le chapitre III présentera la conception et la réalisation de la cavité de génération de seconde harmonique. Ces trois grands chapitres seront suivi de deux annexes. L'annexe A présentera l'étude théorique ayant permis le choix du cristal non linéaire de triborate de lithium (LBO) pour la réalisation du processus de génération de secondes harmoniques dans le bleu et dans le domaine UV. L'annexe B, explicitera le calcul de la réflectance de la cavité OPO utilisé pour dériver l'expression du signal d'erreur de l'asservissement Pound-Drever-Hall (PDH).

Première partie

Introduction à l'optique non linéaire $\chi^{(2)}$: Généralités

Chapitre 1

Notions de base en optique non linéaire

1.1 Polarisation non-linéaire de second ordre

L'optique non linéaire s'est rapidement développé après l'apparition des lasers dans les années 1960 avec la première expérience de doublage de fréquence réalisée par P.A. Franken *et al.* [20]. Cette discipline concerne l'étude des interactions entre la matière et la lumière intense. Sous l'action d'un champ électromagnétique intense, un milieu diélectrique induit une polarisation non linéaire en fonction du champ appliqué. Cette polarisation induit l'apparition de nouvelles fréquences. A la limite perturbative où le champ électrique est petit devant le champ intra atomique E_{at} la polarisation induite peut être développée en puissance du champ et sa composante i ($i = X, Y, Z$) s'écrit alors [21] :

$$P_i(\omega_0) = \varepsilon_0 \sum_j \chi_{ij}^{(1)}(\omega_0) E_j(\omega_0) + \varepsilon_0 \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_0; \omega_2, \omega_1) E_j(\omega_2) E_k(\omega_1) \\ + \varepsilon_0 \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)}(-\omega_0; \omega'_3, \omega'_2, \omega'_1) E_j(\omega'_3) E_k(\omega'_2) E_l(\omega'_1) + \dots \quad (1.1)$$

où $\chi_{ij}^{(1)}$ est la susceptibilité linéaire, et où $\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_0; \omega_2, \omega_1)$ et $\chi_{ijkl}^{(3)}(-\omega_0; \omega'_3, \omega'_2, \omega'_1)$ sont respectivement les susceptibilités non linéaires d'ordre deux et trois. $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m et la permittivité électrique du vide. Notons que le système des coordonnées cartésiennes (X, Y, Z) dans lequel sont définis les tenseurs de susceptibilité non linéaires est le système des axes principaux du matériau, en général différent du système de coordonnées du laboratoire (x, y, z). Ces deux systèmes sont reliés par une transformation rotationnelle.

Dans la suite de ce manuscrit, nous aborderons la génération paramétrique et la génération de seconde harmonique. Ces deux processus sont des processus non linéaires du second ordre, de ce fait seules les susceptibilités non linéaires d'ordre 2, seront traitées dans cette section. La i^{ieme} composante cartésienne de la polarisation de second ordre pour un mélange à 3 ondes s'écrit alors :

$$P_i^{(2)}(\omega_3) = \varepsilon_0 D^{(2)} \sum_{j, k} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) \quad (1.2)$$

où $D^{(2)}$ est le facteur de dégénérescence. $D^{(2)} = 1$ lorsque les champs électrique $E_j(\omega_1)$ et $E_k(\omega_2)$ sont indistinguables et $D^{(2)} = 2$ lorsque ces champs électriques sont distinguables. En conséquence l'équation (1.2) est à la fois valable pour un processus de génération paramétrique (où $D^{(2)} = 2$) et pour un processus de génération de seconde harmonique (où $D^{(2)} = 1$).

Dans le cas d'un milieu diélectrique non linéaire purement dispersif et en l'absence d'absorption des ondes, les susceptibilités non linéaires sont réelles et les fréquences intervenant dans le processus non linéaire peuvent être permutées pourvu que les indices associés aux coordonnées cartésiennes sont permutés de la même façon. On peut alors écrire : $\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) = \chi_{ikj}^{(2)}(-\omega_3; \omega_2, \omega_1)$. Ainsi il devient possible de contracter l'écriture des coefficients du tenseur χ_{ijk} sous la forme χ_{ih} tel qu'illustré par la Table (1.1).

Forme complète : jk	Forme compactée : h
11	1
22	2
33	3
23, 32	4
13, 31	5
12, 21	6

TABLE 1.1 – Symétrie de permutation de indices jk

La polarisation non linéaire du deuxième ordre s'écrit :

$$\begin{pmatrix} P_X \\ P_Y \\ P_Z \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_X(\omega_2)E_X(\omega_1) \\ E_Y(\omega_2)E_Y(\omega_1) \\ E_Z(\omega_2)E_Z(\omega_1) \\ E_Y(\omega_2)E_Z(\omega_1) + E_Y(\omega_1)E_Z(\omega_2) \\ E_Z(\omega_2)E_X(\omega_1) + E_Z(\omega_1)E_X(\omega_2) \\ E_X(\omega_2)E_Y(\omega_1) + E_X(\omega_1)E_Y(\omega_2) \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

où le tenseur $d_{ih}^{(2)} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}$ est une matrice (3×6) . Pour un processus de génération de seconde harmonique cette écriture se simplifie en :

$$\begin{pmatrix} P_X \\ P_Y \\ P_Z \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_X^2 \\ E_Y^2 \\ E_Z^2 \\ 2E_Y E_Z \\ 2E_X E_Z \\ 2E_X E_Y \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

1.1. POLARISATION NON-LINÉAIRE DE SECOND ORDRE

Par ailleurs les fréquences ω_1 , ω_2 et ω_3 impliquées dans les processus non linéaires de second ordre sont éloignées des fréquences de résonances du matériau. Ainsi l'utilisation de la symétrie de Kleinman consistant à permuter les indices en coordonnées cartésiennes sans changer les fréquences (Table 1.2) peut être utilisée, permettant de réduire le nombre des éléments indépendants du tenseur $d_{ih}^{(2)}$ à 10.

Forme complète : ijk	Forme compactée : ih
$d_{211} = d_{112} = d_{121}$	$d_{21} = d_{16}$
$d_{212} = d_{221} = d_{122}$	$d_{12} = d_{26}$
$d_{233} = d_{323} = d_{332}$	$d_{23} = d_{34}$
$d_{311} = d_{113} = d_{131}$	$d_{31} = d_{15}$
$d_{223} = d_{232} = d_{322}$	$d_{24} = d_{32}$
$d_{313} = d_{331} = d_{133}$	$d_{35} = d_{13}$
$d_{213} = d_{231} = d_{123} = d_{132}$	$d_{25} = d_{14}$
$d_{321} = d_{312} = d_{123} = d_{132}$	$d_{36} = d_{14}$

TABLE 1.2 – Symétrie de Kleinman

Le tenseur des coefficients non linéaires de second ordre devient :

$$d_{ih}^{(2)} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{16} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{14} & d_{12} \\ d_{15} & d_{24} & d_{33} & d_{23} & d_{13} & d_{14} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Pour le groupe de symétrie 3m tel que celui du niobate de lithium que nous utilisons pour faire de la génération paramétrique (Partie II), le tenseur des coefficients non linéaire se simplifie et s'écrit :

$$d_{ih}^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

En revanche dans le cas d'un groupe de symétrie mm2 tel que celui du triborate de lithium que nous utilisons pour faire de la génération de seconde harmonique (Partie III) celui-ci s'écrit :

$$d_{ih}^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

1.2 Équations de propagation dans un milieu non-linéaire

L'équation de propagation dans un matériau diélectrique, non magnétique électriquement neutre et non conducteur ($\rho = 0$), est dérivée des équations de Maxwell.

$$\Delta \vec{E} + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}^{(2)}}{\partial t^2} \quad (1.8)$$

où $\varepsilon = \varepsilon_0(\chi_{i,j}^{(1)} + 1)$ est le tenseur de permittivité diélectrique du milieu et $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ N/A² la perméabilité magnétique du vide.

Cette équation aux dérivées partielles n'est pas analytiquement soluble, nous nous limiterons à considérer des ondes planes monochromatiques et progressives se propageant suivant l'axe z' d'un milieu non linéaire sans absorption. Les champs électriques et les polarisations s'écrivent alors :

$$\begin{cases} E_j(z', t, \omega_j) = \frac{1}{2}[E_j(z', t)e^{i(\omega_j t - k_j z')} + c.c] & (1.9a) \\ P_j(z', t, \omega_j) = \frac{1}{2}[P_j(z', t)e^{i(\omega_j t - k_j z')} + c.c] & (1.9b) \end{cases}$$

où $j = 1, 2, 3$ et $k_j = n_j \omega_j / c$ le vecteur d'onde et n l'indice de réfraction.

De plus, nous considérerons que l'amplitude et la phase des champs subissent une variation négligeable sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde et des temps de l'ordre de la période (approximation de l'enveloppe lentement variable), ce qui revient à écrire :

$$\begin{cases} \left| \frac{\partial^2 E_j(z', t)}{\partial z'^2} \right| \ll \left| k_j \frac{\partial E_j(z', t)}{\partial z'} \right| & (1.10a) \\ \left| \frac{\partial^2 E_j(z', t)}{\partial t^2} \right| \ll \left| \omega_j \frac{\partial E_j(z', t)}{\partial t} \right| & (1.10b) \\ \left| \frac{\partial^2 P_j(z', t)}{\partial t^2} \right| \ll \left| \omega_j \frac{\partial P_j(z', t)}{\partial t} \right| & (1.10c) \end{cases}$$

Les équations couplées réduites décrivant l'évolution des champs dans une interaction à trois photons sont alors obtenues en injectant les équations (1.2) et (1.9) dans l'équation (1.8) ainsi qu'en tenant compte de l'approximation de l'enveloppe lentement variable.

$$\begin{cases} \frac{d E_1}{dz'} = i \left(\frac{\omega_1 d}{n_1 c} \right) E_3 E_2^* e^{i\Delta k z'} & (1.11a) \\ \frac{d E_2}{dz'} = i \left(\frac{\omega_2 d}{n_2 c} \right) E_3 E_1^* e^{i\Delta k z'} & (1.11b) \\ \frac{d E_3}{dz'} = i \left(\frac{\omega_3 d}{n_3 c} \right) E_1 E_2 e^{-i\Delta k z'} & (1.11c) \end{cases}$$

où $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ est le désaccord de phase et $d_{eff} = \mathbf{e}_k d_{ih}^{(2)} : \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j$ le coefficient non linéaire effectif, avec $\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_j$ et \mathbf{e}_k des vecteurs unitaires définissant les directions de

1.2. ÉQUATIONS DE PROPAGATION DANS UN MILIEU NON-LINÉAIRE

polarisation des champs $E(\omega_3)$, $E(\omega_2)$ et $E(\omega_1)$. Dans le système de coordonnées du laboratoire, l'expression explicite du coefficient non linéaire d_{eff} fait alors intervenir les angles (θ, φ) qui repèrent la direction de propagation des ondes par rapport aux systèmes des axes diélectriques principaux.

Pour décrire le processus de génération de seconde harmonique qui est un processus de mélange à 3 ondes au cours duquel 2 photons de fréquence ω sont annihilés pour créer un photon à la fréquence double 2ω , il suffit de partir du système (1.11) et de poser $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ et $\omega_3 = 2\omega$, on obtient alors :

$$\begin{cases} \frac{d E_{2\omega}}{dz'} = i \left(\frac{2\omega d}{n_{2\omega} c} \right) E_{\omega}^2 \exp(i\Delta k z') & (1.12a) \\ \frac{d E_{\omega}}{dz'} = i \left(\frac{\omega d}{n_{\omega} c} \right) E_{2\omega} E_{\omega}^* \exp(-i\Delta k z') & (1.12b) \end{cases}$$

Dans le cas où l'onde fondamentale serait non dépeuplée ($E_{\omega}(L) \simeq E_{\omega}(0)$), $\partial E_{\omega} / \partial z' = 0$. L'amplitude de l'onde doublée $E_{2\omega}$ est obtenu en intégrant l'équation (1.12a) sur toute la longueur du cristal non linéaire :

$$E_{2\omega} = i \frac{\omega d L}{n_{2\omega} c} E_{\omega}^2(0) \exp\left(-i \frac{\Delta k L}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (1.13)$$

L'intensité de l'onde seconde harmonique $I_{2\omega}$ a pour expression :

$$I_{2\omega} = \left(\frac{\omega d L}{n_{2\omega} c} \right)^2 I_{\omega}^2(0) \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (1.14)$$

Pour une onde plane l'intensité générée $I_{2\omega}$ à la fréquence 2ω , est proportionnelle au carré de la longueur L du cristal, du coefficient non linéaire d ainsi que de l'intensité de l'onde fondamentale I_{ω} .

Par ailleurs l'efficacité de conversion en simple passage est définie comme étant le rapport entre la puissance seconde harmonique générée et le carré de la puissance fondamentale :

$$\Gamma = \frac{P_{2\omega}(L)}{P_{\omega}^2(0)} \quad (\text{en } W^{-1}) \quad (1.15)$$

où la puissance $P_{2\omega}$ est calculée à partir des relations (2.29) et (1.14), on trouve alors :

$$P_{2\omega}(L) = \frac{2\omega^2 d^2}{\pi c^3 \varepsilon_0 n_{2\omega} n_{\omega}^2} \left(\frac{L}{w_0} \right)^2 P_{\omega}^2(0) \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (1.16)$$

L'efficacité de conversion Γ s'écrit alors :

$$\Gamma = \frac{2\omega^2 d^2}{\pi c^3 \varepsilon_0 n_{2\omega} n_{\omega}^2} \left(\frac{L}{w_0} \right)^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (1.17)$$

L'efficacité de conversion seconde harmonique Γ croit de manière quadratique en fonction de la longueur L du cristal non linéaire et du coefficient non linéaire d .

1.3 Accord de phase

Pour que l'efficacité d'un processus non linéaire soit maximale il faut que la condition d'accord de phase soit satisfaite. Dans le cas de la génération de seconde harmonique, cette relation s'écrit :

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_{2\omega} - 2\mathbf{k}_\omega = \mathbf{0} \quad (1.18)$$

L'équation (1.18) est "condition d'accord de phase" et traduit la conservation de l'impulsion des photons pour le processus considéré. Si cette condition n'est pas respectée les ondes acquièrent au cours de leur propagation dans le cristal un déphasage $\Delta\varphi = \Delta k z$. D'après la relation (1.17), lorsque $\Delta k l = 0$ la conversion seconde harmonique croît de façon quadratique avec la distance de propagation. En revanche si $\Delta k l / 2 \neq 0$, le flux d'énergie oscille périodiquement de l'onde générée vers l'onde fondamentale.

Nous allons étudier deux mécanismes d'accord de phase permettant de maintenir l'efficacité de doublage maximale lors de la propagation des ondes dans le cristal. Le premier est l'accord de phase par biréfringence et le second est le mécanisme de quasi-accord de phase.

1.3.1 Accord de phase par biréfringence

Dans un matériau anisotrope biréfringent, les ondes de fréquence ω_1 , ω_2 et ω_3 ne se propagent pas à la même vitesse de phase c/n_j à cause de la dispersion du matériau. Lors d'un processus de génération de seconde harmonique, l'onde fondamentale \mathbf{E}_ω se propage avec une vitesse de phase c/n_ω et l'onde harmonique $\mathbf{E}_{2\omega}$ avec une vitesse de phase $c/n_{2\omega}$. Ainsi, ces deux ondes se déphasent progressivement lors de leur propagation dans le cristal non linéaire. La longueur de cohérence $l_c = \pi/\Delta k$ est atteinte lorsque la différence de phase est égale à π , avec $\Delta k = 4\pi(n_{2\omega} - n_\omega)/\lambda$ le désaccord de phase. C'est la longueur de cristal assurant l'optimum de conversion, cette longueur est infinie dans le cas d'un accord de phase parfait et est typiquement de l'ordre quelques micromètres lorsque l'accord de phase n'est pas réalisé. Au-delà de cette longueur, les ondes interfèrent entre elles de manière destructive et le transfert d'énergie se fait de l'onde harmonique vers l'onde fondamentale.

Pour une efficacité de conversion optimale, il est donc nécessaire de satisfaire à la condition d'accord de phase $\Delta k = 0$ qui traduit la conservation de l'impulsion, et qui revient à évaluer les indices de réfraction relatifs à l'onde fondamentale et à l'onde seconde harmonique : $n_\omega = n_{2\omega}$. Cette condition ne peut être satisfaite dans un matériau isotrope à cause de la dispersion normale. Par contre dans des matériaux possédant deux nappes d'indice (*ordinaire* et *extraordinaire*) en fonction de la polarisation des ondes (matériaux dits "biréfringents"), cette condition peut être réalisée. Dans le cas de l'accord de phase par biréfringence, la vitesse de propagation des ondes dépend de la polarisation des ondes mises en jeu. La dispersion étant plus importante pour l'onde seconde harmonique que pour l'onde fondamentale ($n_{2\omega} > n_\omega$), il est nécessaire que l'onde fondamentale se propage plus lentement que l'onde seconde harmonique. Cette condition est réalisée lorsque l'onde fondamentale appartient par exemple à la nappe d'indice ordinaire et l'onde harmonique

1.3. ACCORD DE PHASE

à la nappes d'indice extraordinaire. On parle alors d'une interaction de type-I (ooe) dans laquelle \mathbf{E}_ω et $\mathbf{E}_{2\omega}$ sont polarisés orthogonalement. Il existe donc deux types d'accord de phase par biréfringence :

- (a) l'accord de phase de type I, utilisant des ondes fondamentales polarisées suivant le même axe et une onde seconde harmonique polarisée suivant un axe orthogonal (par exemple oo-e voir la figure 1.1).
- (b) l'accord de phase de type II, utilisant des ondes fondamentales polarisées suivant deux axes orthogonaux et une onde seconde harmonique polarisée suivant l'un de ces précédents axe (par exemple oe-e).

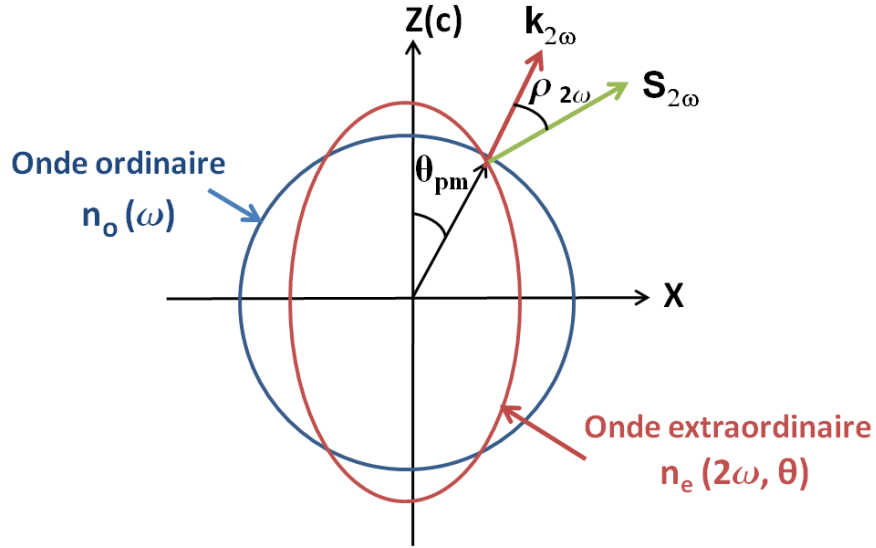


FIGURE 1.1 – Accord de phase par biréfringence de type I (oo-e). L'angle d'accord de phase θ_{pm} , est réalisé au point de croisement des nappes d'indice ordinaire et extraordinaire : $n_e(2\omega, \theta) = n_o(\omega)$. Le vecteur $\mathbf{E}_{\omega,o}$ se propageant avec un indice $n_o(\omega)$ dans la direction de propagation définie par l'angle d'accord de phase θ_{pm} est polarisé suivant Y. Le vecteur $\mathbf{E}_{2\omega,e}$ se propageant avec un indice $n_e(\omega, \theta_{pm})$ est polarisée orthogonalement dans le plan XZ. Le vecteur de Poynting $\mathbf{S}_{2\omega}$ de l'onde harmonique extraordinaire est perpendiculaire à la tangente de l'ellipsoïde des indices extraordinaires au point d'intersection avec la direction de propagation définie par l'angle d'accord de phase θ_{pm} .

Par ailleurs, le choix d'un type d'accord de phase a une influence sur l'angle d'accord de phase θ_{pm} , sur l'acceptance angulaire $\Delta\theta$, sur l'acceptance en longueur d'onde $\Delta\lambda$, et sur l'efficacité de conversion. Il est donc nécessaire d'étudier tous ces paramètres avant d'opter pour un type d'accord de phase donné, lorsque la dispersion du matériau nous en donne le choix.

Dans le cas d'un cristal uniaxe négatif ($n_e < n_o$) et un accord de phase de type I (oo-e), l'indice de réfraction extraordinaire $n_e(2\omega, \theta)$ dépend de l'angle entre le vecteur d'onde de l'onde seconde harmonique $k_{2\omega}$ et l'axe optique du matériau, et a pour expression :

$$\frac{1}{n_e^2(2\omega, \theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2(2\omega)} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2(2\omega)} \quad (1.19)$$

où $n_o(2\omega)$ et $n_e(2\omega)$ sont respectivement les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire à la longueur d'onde harmonique. Ainsi, l'intersection de la nappe d'indice extraordinaire (un ellipsoïde de révolution) avec le plan de propagation des ondes est un ellipse de demi-axes $n_o(2\omega)$ et $n_e(2\omega)$, en revanche l'intersection de la nappe d'indice ordinaire (une sphère de rayon $n_o(\omega)$) avec le plan de propagation des ondes décrit un cercle de rayon $n_o(\omega)$ (Fig. 1.1). L'angle d'accord de phase θ_{pm} est donné par l'expression suivante :

$$\sin^2(\theta_{pm}) = \frac{1/n_o^2(\omega) - 1/n_o^2(2\omega)}{1/n_e^2(2\omega) - 1/n_o^2(2\omega)} \quad (1.20)$$

Lors de la propagation des ondes fondamentale et harmonique dans le cristal non linéaire, l'onde polarisée extraordinaire ($\mathbf{E}_{2\omega}$ pour un accord de phase oo-e) voit se former un angle ρ (appelé angle de double-réfraction ou *walkoff angle*) entre son vecteur d'onde et son vecteur de Poynting $\mathbf{S}_{2\omega}$ qui définit la direction de propagation de l'énergie lumineuse, alors que le vecteur de Poynting de l'onde fondamentale reste colinéaire avec le vecteur d'onde \mathbf{k}_ω . De ce fait, les ondes fondamentales et harmonique polarisées orthogonalement ne vont pas se recouvrir sur toute la longueur du cristal non linéaire, ce qui aura pour effet de réduire la longueur d'interaction et donc l'efficacité de conversion. La relation ci-dessous permet de calculer l'angle de walk-off ρ pour un cristal non linéaire uniaxe avec un accord de phase de type I (oo-e) :

$$\tan(\rho) = -\frac{1}{n_e(2\omega, \theta)} \frac{dn_e(2\omega, \theta)}{d\theta} = \frac{n_e^2(2\omega, \theta)}{2} \left[\frac{1}{n_e^2(2\omega)} - \frac{1}{n_o^2(2\omega)} \right] \sin(2\theta) \quad (1.21)$$

La longueur de cristal non linéaire L_{opt} optimisant la conversion en présence de double-réfraction, en considérant des faisceaux cylindriques est donnée par la relation suivante :

$$L_{opt} = \frac{2w}{\tan(\rho)} \simeq \frac{2w}{\rho} \quad (1.22)$$

avec w le rayon du faisceau de l'onde polarisée suivant l'axe extraordinaire.

Néanmoins le phénomène de double réfraction peut être annulé dans certains cas. En effet lorsque la direction d'accord de phase est orthogonale à l'axe optique du matériau ($\theta_{pm} = 90^\circ$), le vecteur de Poynting $\mathbf{S}_{2\omega}$ redevient colinéaire avec son vecteur d'onde $\mathbf{k}_{2\omega}$ (i.e. $\rho = 0$) car la tangente à l'ellipse au point d'intersection avec l'axe X est alors aligné suivant Z. Les ondes fondamentale et seconde harmonique se recouvrent alors parfaitement sur toute la longueur du cristal non linéaire. On parle alors d'accord de phase non critique. Un angle de walk-off quasi-nul, est également obtenu par la technique de compensation de walk-off (WOC)[22, 23, 24] consistant à utiliser deux cristaux non linéaires identiques et de même taille mais dont les axes optiques sont orientés de sorte que les angles de walk-off ρ_1 et ρ_2 dans le premier et deuxième cristal soient de signe opposé ($\rho_2 = -\rho_1$).

L'inconvénient majeur de l'accord de phase par biréfringence est qu'il ne peut être réalisé que lorsque la biréfringence $n_e - n_o$ est suffisamment importante comme c'est le cas sur la Fig. 1.1. Cependant il n'est pas toujours possible de trouver un angle d'accord de phase solution de l'équation (1.20) pour un triplet $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ donné. Nous allons maintenant introduire la notion de "quasi-accord de phase" permettant de résoudre une telle situation.

1.3.2 Quasi-accord de phase

La technique de quasi-accord de phase (QPM ou *Quasi-Phase-Matching*) [25, 26] permet de s'affranchir des limitations de l'accord de phase par biréfringence, en introduisant la notion d'accord de phase "à la carte" pour tout triplet $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$. Elle consiste à inverser de façon périodique la polarisation macroscopique spontanée d'un matériau ferroélectrique, dans le but de compenser le déphasage subi par les ondes de fréquence ω_1, ω_2 et ω_3 se propageant dans le milieu non linéaire (Fig. 1.2). Concrètement cela se traduit par l'introduction d'un déphasage de π toutes les longueurs de cohérence l_c (pour un QPM d'ordre 1) afin de rétablir la cohérence de phase de l'interaction et d'empêcher ainsi une reconversion de l'énergie de l'onde générée vers les ondes fondamentales. De ce fait le coefficient non linéaire change périodiquement de signe le long du cristal, ce qui rend sa décomposition en série de Fourier possible :

$$d(x) = d_{33} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m \exp\left(\frac{2im\pi}{\Lambda} x\right) \quad (1.23)$$

où $G_m = (2/m\pi) \times \sin(m\pi l_c/\Lambda)$ est le coefficient de Fourier d'une fonction créneau de rapport cyclique 1/2, Λ la période du réseau et d_{33} le coefficient non linéaire du cristal massif. Les coefficients G_m décroissent rapidement avec l'ordre m du quasi accord de phase. Lorsque le rapport cyclique de l'inversion périodique de domaines de polarisation, l_c/Λ , vaut 1/2 seuls les coefficients de Fourier G_m d'ordre impairs ($m = 1, 3, 5...$) sont non nuls. Pour un QPM d'ordre $m = 1$, $G_1 = 2/\pi$. Le coefficient non linéaire de ce même matériau lorsqu'il a subi une inversion périodique de la polarisation de ces domaines est $d_{QPM} \equiv d_{eff} = d_{33} \times G_m$ pour un quasi-accord de phase d'ordre m . Il est important de noter que seule la composante de Fourier qui satisfait à la condition d'accord de phase :

$$\Delta k_{QPM} = \frac{n_e(\lambda_3, T)}{\lambda_3} - \frac{n_e(\lambda_1, T)}{\lambda_1} - \frac{n_e(\lambda_2, T)}{\lambda_2} - \frac{m}{\Lambda(T)} = 0 \quad (1.24)$$

contribue de façon significative au processus non linéaire. Par ailleurs le choix de la période du réseau Λ est réalisé de façon à satisfaire à l'équation (1.24) ce qui impose la connaissance de la dispersion des indices de réfraction du matériau en fonction de la température, et de ses coefficients de dilatation suivant la direction de propagation puisque le quasi-accord de phase ne peut alors être accordé que par variation de la température du cristal QPM.

La figure (Fig. 1.2), illustre le principe du quasi-accord de phase du premier ordre ($\Lambda = 2 l_c$, rapport cyclique de 50%) et compare l'intensité $I_{2\omega}^{qpm}$ obtenue par QPM à l'intensité $I_{2\omega}^{bi}$ que l'on obtiendrait avec un accord de phase par biréfringence pour un processus de génération de seconde harmonique possédant le même coefficient non linéaire.

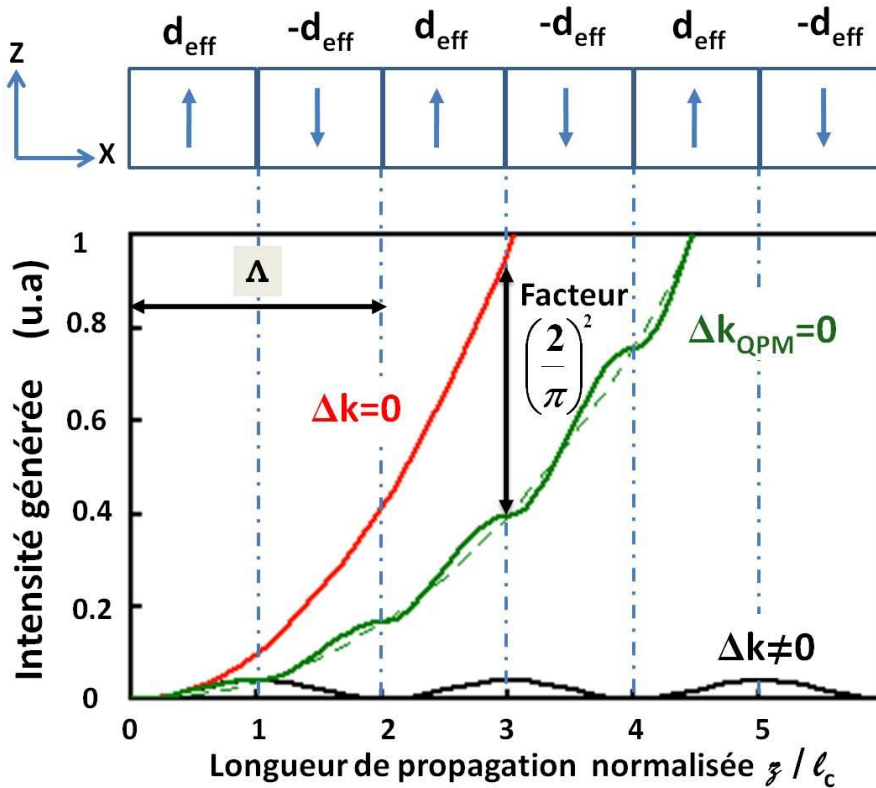


FIGURE 1.2 – Principe du quasi-accord de phase. On représente l'intensité de l'onde harmonique $I_{2\omega}$ en fonction de la longueur normalisée z/l_c du cristal. La courbe rouge représente un accord de phase par biréfringence ayant le même coefficient non linéaire effectif d , la courbe verte un quasi-accord de phase d'ordre 1 ($m=1$) et la courbe noire une absence d'accord de phase. Pour un QPM d'ordre $m=3$, le déphasage entre les ondes n'est annulé que toutes les 3 longueurs de cohérence, conduisant à une efficacité moindre qu'un QPM d'ordre $m=1$.

En l'absence d'accord de phase l'intensité $I_{2\omega}$ oscille avec une périodicité $2l_c$ et l'énergie transférée de l'onde fondamentale à l'onde harmonique finit par être rendue à l'onde fondamentale de manière périodique lors de la propagation dans le cristal. L'efficacité de conversion pour une longueur macroscopique L est quasi nulle dans ce cas. En revanche pour un accord de phase par biréfringence ($\Delta k = 0$), l'onde harmonique générée dans une tranche infinitésimale interfère de manière constructive avec celle générée par la tranche suivante et l'intensité $I_{2\omega}^{bi}$ croît quadratiquement avec la longueur du cristal. Pour un quasi-accord de phase, les ondes fondamentale et harmonique sont remises en phase toutes les longueurs de cohérence l_c (le changement de signe de la non linéarité à chaque longueur de cohérence étant équivalent à un déphasage de π qui rétablit la cohérence de l'interaction). Ceci permet de les faire interférer de manière constructive sur toute la longueur du cristal. L'intensité de l'onde harmonique suit aussi une loi quadratique en fonction de la longueur du cristal (courbe verte en pointillés), néanmoins l'efficacité de conversion est réduite d'un

1.4. GÉNÉRATION DE SECONDE HARMONIQUE AVEC UNE ONDE GAUSSIENNE

facteur $(2/\pi)^2$ pour $m = 1$ par rapport un accord de phase par biréfringence possédant un coefficient non linéaire effectif d_{33} .

Le principal avantage de cette technique par rapport à un accord de phase par biréfringence est de pouvoir réaliser l'accord de phase pour n'importe quel triplet $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ dans le domaine de transparence du cristal non linéaire en ajustant la période du réseau et la température du cristal, même si l'accord de phase par biréfringence est impossible. De plus, cette structure permet de s'affranchir du phénomène de double réfraction (walk-off) puisque toutes les ondes sont polarisées suivant l'axe diélectrique Z. Enfin un troisième avantage non négligeable est la possibilité de coupler l'élément polaire d_{33} le plus grand du tenseur de susceptibilité réduit non linéaire (1.6), lorsque les 3 ondes sont polarisées suivant l'axe polaire $Z(c)$ du cristal de LiNbO₃. Ceci peut être facilement démontré en utilisant l'expression de la polarisation (1.3) couplée au tenseur réduit (1.6).

Néanmoins cette technologie présente quelques rares inconvénients, tel que la difficulté de fabriquer des réseaux de courte période ($\sim 1 \mu\text{m}$) nécessaire pour travailler aux courtes longueurs d'onde telle que celles appartenant au domaine UV. Cette difficulté peut être contournée en utilisant un ordre de QPM supérieur, ce qui a également pour conséquence de réduire le coefficient non linéaire d'un facteur " m ".

1.4 Génération de seconde harmonique avec une onde gaussienne

Dans le cas d'une onde gaussienne, l'efficacité de conversion en simple passage fait intervenir la fonction de focalisation de Boyd and Kleinman [27]. Nous commencerons d'abord par rappeler les hypothèses ayant permis de dériver les fonctions de focalisation de Boyd et Kleinman, puis nous présenterons l'expression de l'efficacité de conversion en simple passage. Nous finirons cette section par discuter des différences entre la génération de seconde harmonique dans l'approximation en ondes planes avec la génération de seconde harmonique en ondes gaussiennes.

1.4.1 La fonction de focalisation de Boyd et Kleinman

Pour tenir compte des effets de diffraction dans l'expression des efficacités de conversion, il faudrait en principe résoudre l'équation de propagation en présence du terme de Laplacien transverse $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ figurant dans 1.8. On contourne la difficulté à résoudre cette équation paraxiale, insoluble analytiquement, avec l'approche heuristique [27] de Boyd et Kleinman qui n'est valide que pour une interaction de type-I, l'extension de l'approche heuristique pour des interactions de type-II ayant été traité par Zondy en 1991 [14].

Pour une génération de seconde harmonique de type-I (ooe) ou (eoo) la fonction de Boyd et Kleinman avec un waist au centre du cristal non linéaire, s'exprime comme suit [27] :

$$h(\sigma, \beta, \xi) = \frac{1}{4\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \frac{\exp[-i\sigma(\tau - \tau') - \beta^2(\tau - \tau')^2]}{(1 + i\tau)(1 - i\tau')} d\tau d\tau' \quad (1.25)$$

1.4. GÉNÉRATION DE SECONDE HARMONIQUE AVEC UNE ONDE GAUSSIENNE

avec $\sigma = \Delta k z_r$ le désaccord de phase normalisé, $\beta = \rho/\delta_{2\omega}$ l'angle de walkoff rapporté à la divergence du faisceau gaussien ($\delta_{2\omega} = \lambda_{2\omega}/\pi n_{2\omega} w_0$). Dans le cas d'un processus de génération de seconde harmonique avec un accord de phase de type I (oo-e), le désaccord de phase a pour expression $\Delta k = k_{2\omega}(\theta, T) - 2k_\omega(T)$. La fonction de focalisation $h(\sigma, \beta, \xi)$ prend en compte le phénomène de double réfraction (à travers le terme en β^2) ainsi que l'effet de la diffraction des ondes. En particulier, pour des ondes fortement focalisées, il s'avère que le désaccord de phase σ maximisant h n'est plus rigoureusement nul car les vecteurs d'onde possèdent alors une petite composante transverse. Les effets de focalisation élargissent également les courbes d'acceptance (angulaire, spectrale ou thermique) de l'interaction paramétrique [28]

Par ailleurs dans un milieu de faible absorption comme le triborate de lithium ($\alpha = 0.0031 \text{ cm}^{-1}$ pour $\lambda \in [350 \text{ nm}, 360 \text{ nm}]$ et $\alpha = 0.00035 \text{ cm}^{-1}$ pour $\lambda = 1.064 \text{ }\mu\text{m}$ [29]), Kleinman *et al.* [30] et Zondy [31] ont démontrés que dans le cas d'un processus SHG de type I, la fonction de focalisation $h(\sigma, \beta, a, \xi)$ est optimum lorsque le waist de l'onde fondamentale est au centre du cristal. Ce n'est cependant plus le cas pour un processus de type-II en présence de double-réfraction : plus la focalisation est forte, plus la position optimale du waist dans le cristal se rapproche de la face d'entrée [31].

1.4.2 Efficacité de conversion en simple passage (ondes Gaussiennes)

L'efficacité de conversion en simple passage Γ est typiquement de l'ordre de quelques 10^{-5} W^{-1} (pour les matériaux biréfringents tel que le triborate de lithium) ou 10^{-3} W^{-1} (pour les matériaux à inversion de domaines de polarisations tels que le PPLN). L'efficacité de conversion en simple passage dans le cas d'un cristal de triborate de lithium, où l'accord de phase est de type I (oo-e), s'exprime lorsqu'on tient compte des effets de diffraction et de walkoff par :

$$\Gamma = \frac{2\omega^2 d_{ooe}^2}{\pi \epsilon_0 c^3 n_\omega^2 n_{2\omega}} L k_\omega h(\xi, \sigma, \beta_{2\omega}) \quad (1.26)$$

où $k_\omega = 2\pi n_\omega/\lambda_\omega$ et

$$h(\xi, \sigma, \beta_{2\omega}) = \frac{1}{4\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \frac{\exp[-i\sigma(\tau - \tau') - \beta_{2\omega}^2(\tau - \tau')^2]}{(1 + i\tau)(1 - i\tau')} d\tau d\tau', \quad (1.27)$$

Une forme plus générale de l'efficacité de conversion en simple passage valable pour les interactions de type I et II est donnée par J.J. Zondy *et al.* [28] :

$$\Gamma = \frac{2\omega^2 d^2}{\pi \epsilon_0 c^3 n_\omega^2 n_{2\omega}} L k_\omega h(\sigma, \beta, \xi) \quad (1.28)$$

où $h(\sigma, \beta, \xi)$ est la fonction de Boyd and Kleinman étendue par J.J. Zondy [28] pour les interactions de type II :

1.4. GÉNÉRATION DE SECONDE HARMONIQUE AVEC UNE ONDE GAUSSIENNE

$$h(\sigma, \beta, \xi) = \frac{1}{4\xi} \int \int_{-f}^{2\xi-f} \frac{\exp[-1/4\beta^2(\tau - \tau')^2 - 1/2\beta^2[(\tau + f)^2 + (\tau' + f)^2]]}{(1 + i\tau)(1 - i\tau')} \times \exp[-i\sigma(\tau - \tau')] d\tau d\tau' \quad (1.29)$$

avec $f = \eta L$ ($0 \leq \eta \leq 1$) la position du waist dans le cristal mesurée à partir de sa face d'entrée.

En régime de forte focalisation la génération de seconde harmonique croît linéairement avec la longueur du cristal et non plus quadratiquement comme prédit par la théorie en ondes planes. De plus contrairement au cas de l'onde plane où Γ est inversement proportionnel au rayon du faisceau laser (et donc diverge lorsque $w_0 \geq \infty$), Γ reste borné lorsque la diffraction est prise en compte à travers la fonction de focalisation $h(\sigma, \beta, a, \xi)$.

1.4. GÉNÉRATION DE SECONDE HARMONIQUE AVEC UNE ONDE GAUSSIENNE

Chapitre 2

Théorie de l'oscillateur paramétrique optique résonnant sur les ondes pompe et signal

Un oscillateur paramétrique optique (OPO) est constitué d'un milieu amplificateur $\chi^{(2)}$ (cristal non linéaire en accord de phase) placé dans un résonateur optique. Le processus paramétrique consiste à convertir un photon pompe de fréquence ω_p en deux photons de fréquence ω_s et ω_i , tel que la conservation de l'énergie ($\omega_p = \omega_s + \omega_i$, avec $\omega_i < \omega_s < \omega_p$) et la conservation de l'impulsion ($\Delta k = k_p - k_s - k_i = 0$) soient satisfaites. L'onde ω_s de fréquence intermédiaire est dite onde "signal", l'onde de fréquence la plus basse ω_i est appelée onde *idler* ou "complémentaire", et l'onde ω_p à l'entrée est appelée onde "pompe". L'oscillation débute alors lorsque le gain paramétrique sur un aller retour dans le résonateur vu par l'onde signal, idler ou les deux excèdent les pertes passives.

Plusieurs configurations d'oscillateurs paramétriques optiques peuvent être mises en fonction de la configuration de résonance des ondes. Lorsque les ondes signal et idler résonnent simultanément dans la cavité, on parle d'un OPO doublement résonant (DRO). A cette configuration de résonance, la première réalisée historiquement par Giordmaine [32], correspond le seuil d'oscillation le plus bas en terme de puissance pompe (typiquement 10 à 100 mW en régime continu). Cependant du fait de la double résonance dans un même résonateur optique, le DRO est un OPO soumis à des contraintes drastiques en terme de stabilité de paire de mode signal-idler [33]. Afin de maintenir la condition de double résonance, une stabilité sub-micrométrique de la longueur du résonateur est requise. D'autre part l'accordabilité en longueur d'onde sans induire un saut de paire de mode intempestif est fortement réduite. Ces contraintes sur la stabilité et l'accordabilité sont levées lorsque seule l'onde signal ou idler résonne : on parle alors d'un OPO simplement résonant (SRO dont la première démonstration expérimentale n'a été réalisée par Yang et al qu'en 1993) [34]. Cependant le seuil d'oscillation d'un SRO est assez élevé, de l'ordre de plusieurs Watt compte tenu de la faiblesse du gain paramétrique [35].

2.1. GÉNÉRATION PARAMÉTRIQUE DANS LE CAS D'UNE ONDE PLANE

Dans notre cas, nous disposons d'un laser de pompe (laser titane-saphire) de puissance < 1 W. La configuration SRO est donc exclue. Cependant il est possible d'exalter la puissance pompe de façon à atteindre le seuil d'oscillation d'un SRO, en la faisant résonner simultanément avec l'onde signal dans la cavité OPO. On obtient alors un OPO résonant sur la pompe et le signal, désigné par l'acronyme PRSRO (*Pump-Resonant Signal-Resonant Optical Parametric Oscillator*) [9, 36]. Cette configuration de double résonance est moins problématique que dans le cas du DRO en terme de stabilité de la paire de mode oscillante (ω_s, ω_i) , car l'onde pompe est une onde d'injection. Cependant, la contrainte de faire résonner l'onde pompe et l'onde signal dans la cavité limite fortement l'accordabilité sans saut de mode du PRSRO par rapport au SRO. Nous nous limiterons dans ce chapitre à l'étude de la théorie d'un PRSRO fonctionnant en régime continu.

Nous considérerons une propagation en onde plane afin de dégager toute la physique relative à la génération paramétrique. Par une méthode perturbative, nous expliciterons l'expression du seuil d'oscillation ainsi que les intensités stationnaires des ondes pompe, signal et idler. Nous comparerons ensuite ces solutions analytiques approchées avec les solutions numériques exactes afin d'apprécier l'accord du modèle analytique avec les solutions exactes. Nous terminerons ce paragraphe par l'étude de la déplétion de l'onde pompe et de l'efficacité de conversion afin d'en déduire les paramètres optimisant la conversion paramétrique, tels que la puissance pompe incidente à la cavité OPO et la transmission du coupleur d'entrée.

Nous terminerons ce chapitre en incluant de façon phénoménologique les effets de focalisation dus à la diffraction des ondes, afin de tenir compte de l'extension transverse finie de ces dernières.

2.1 Génération paramétrique dans le cas d'une onde plane

2.1.1 Equations de propagation réduites

Pour dériver les relations d'entrée-sortie du PRSRO, nous considérerons une cavité OPO en anneau unidirectionnelle (voir Fig.2.1), contenant un milieu non linéaire de longueur L dans laquelle seules les ondes pompe et signal sont résonnantes. Les miroirs M2 et M3 réfléchissent totalement les trois ondes, alors que le coupleur d'entrée transmet totalement l'idler et une faible fraction de la pompe et du signal.

L'interaction entre les ondes pompe, signal et idler à l'intérieur du cristal, est décrite par les équations couplées (1.11), où $\omega_3 = \omega_p$ (pompe), $\omega_2 = \omega_i$ (idler) et $\omega_1 = \omega_s$ (signal). On supposera qu'un accord de phase parfait est réalisé, du fait qu'un OPO oscille spontanément à une longueur d'onde où le gain paramétrique est maximum, i.e. vérifiant la condition d'accord de phase $\Delta k = k_p - k_i - k_s - 2\pi/\Lambda = 0$ (dans le cas d'un matériau à inversion périodique de domaines de polarisation, avec Λ la période de réseau). Rappelons les équations de propagations couplées déjà données dans le chapitre 1 :

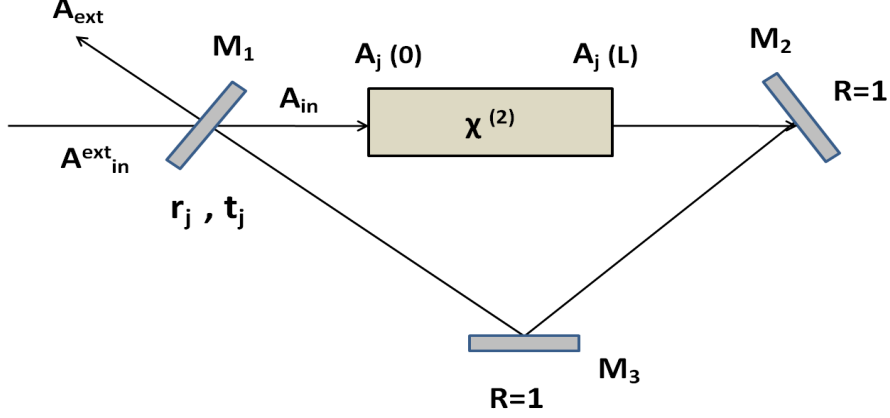


FIGURE 2.1 – Cavité en anneau schématisant l'OPO. Le champ pompe A_{in}^{ext} entre dans la cavité par le miroir M_1 et fuit par ce même miroir après un tour de cavité et a pour expression $A_{ext} = t_p \exp(i\varphi) A_p(L) - r_p A_{in}^{ext}$. Le champ $A_{in} = t_p A_{in}^{ext}$ est le champ pompe réellement couplé par la cavité OPO. Les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude pour l'onde $j = p, s, i$, sont notés r_j et t_j , les champs $A_j(0)$ et $A_j(L)$ sont respectivement les champs de l'onde j en entrée et en sortie du cristal.

$$\begin{cases} \frac{d E_p}{dz'} = i \left(\frac{\omega_p d}{n_p c} \right) E_s E_i e^{-i\Delta k z'} & (2.1a) \\ \frac{d E_s}{dz'} = i \left(\frac{\omega_s d}{n_s c} \right) E_p E_i^* e^{i\Delta k z'} & (2.1b) \\ \frac{d E_i}{dz'} = i \left(\frac{\omega_i d}{n_i c} \right) E_p E_s^* e^{i\Delta k z'} & (2.1c) \end{cases}$$

Afin de réécrire les équations de Maxwell (2.1) de façon plus simplifiée, introduisons les grandeurs réduites suivantes :

- Nous noterons $z = z'/L$ la distance de propagation normalisée dans le cristal non linéaire, tel que $0 \leq z \leq 1$ entre l'entrée et la sortie du cristal et où L est la longueur du cristal non linéaire.
- L'amplitude du champ électrique E_j sera définie par une variable N_j , tel que le module au carré de cette variable représente le nombre de photons dans le mode j et dans le plan z de la cavité :

$$N_j = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 V n_j}{2\hbar\omega_j}} E_j \quad (2.2)$$

où V est le volume moyen occupé par les modes dans le résonateur

- Afin de masquer le coefficient de couplage non linéaire, on définit une variable de champs réduite A_j proportionnel au nombre de photons dans le mode j ,

$$A_j = g L N_j \quad (2.3)$$

2.1. GÉNÉRATION PARAMÉTRIQUE DANS LE CAS D'UNE ONDE PLANE

avec g le gain paramétrique (en amplitude) à faible signal :

$$g = \frac{d}{c} \sqrt{\frac{2\hbar\omega_i\omega_s\omega_p}{\varepsilon_0 V n_i n_s n_p}} \quad (2.4)$$

où $d = \mathbf{e}_k d_{ih}^{(2)} : \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j$. Les intensités $I_j(z) = |A_j(z)|^2$ sont donc proportionnelles au nombre de photons contenus dans le mode j et dans un plan z .

Les équations de Maxwell réduites s'écrivent alors de manière simplifiée suite à cette normalisation universelle éliminant toutes les constantes physiques apparaissant dans (2.1) :

$$\begin{cases} \frac{d A_p}{dz} = i A_s A_i & (2.5a) \\ \frac{d A_s}{dz} = i A_p A_i^* & (2.5b) \\ \frac{d A_i}{dz} = i A_p A_s^* & (2.5c) \end{cases}$$

Les équations différentielles couplées (2.5) admettent des solutions analytiques exactes sous la forme de fonctions elliptiques de Jacobi [25]. Néanmoins, ces solutions sont implicites et difficiles d'utilisation. Nous allons donc utiliser une méthode perturbative qui consiste à développer l'amplitude des champs $A_j(z)$ (avec $j = p, s, i$) en série de Mac Laurin [37] :

$$A_j(z) = A_j(0) + \sum_{n=1}^{\infty} \partial_z^n A_j|_{z=0} \frac{z^n}{n!} = A_j(0) + \frac{dA_j}{dz}|_{z=0} z + \frac{z^2}{2} \frac{d^2 A_j}{dz^2}|_{z=0} + \dots \quad (2.6)$$

La méthode perturbative de résolution des équations de propagation (2.5) consiste à remplacer les champs A_j dans les membres de droite de (2.5) par (2.6). En tronquant le développement en série de Mac Laurin à un ordre compatible avec l'existence de solutions stationnaires non triviales ($A_j \neq 0$) pour les ondes résonnantes. Dans le développement (2.6), les dérivées successives d'ordre n en $z = 0$ peuvent être évaluées à partir des équations génériques (2.5).

Les équations de Manley-Rove traduisant la conservation du flux de photons sont facilement déduites des équations (2.5) :

$$\begin{cases} |A_p(z)|^2 + |A_s(z)|^2 = |A_p(0)|^2 + |A_s(0)|^2 & (2.7a) \\ |A_p(z)|^2 + |A_i(z)|^2 = |A_p(0)|^2 + |A_i(0)|^2 & (2.7b) \\ |A_s(z)|^2 - |A_i(z)|^2 = |A_s(0)|^2 - |A_i(0)|^2 & (2.7c) \end{cases}$$

2.1.2 Conditions aux limites

Pour obtenir les équations de cavité, il est nécessaire de compléter les équations réduites (2.5) décrivant l'interaction paramétrique des champs dans le cristal par les conditions aux limites. On notera r_j le coefficient de réflexion en amplitude du miroir M1 (qu'on

2.1. GÉNÉRATION PARAMÉTRIQUE DANS LE CAS D'UNE ONDE PLANE

supposera réel), tel que $r_j^2 + t_j^2 = 1$ et on définira par κ_j les pertes en amplitude sur un aller-retour de l'onde j dans la cavité, tel que $\kappa_j = 1 - r_j$. Dans notre formalisme, nous considérerons un résonateur de finesse suffisamment élevée pour les ondes résonnantes (pompe et signal) et donc $\kappa_j \ll 1$. On pourra relier ces pertes à la finesse F de la cavité qui est une grandeur mesurable expérimentalement, par la relation $F = 2\pi/T_j$ où T_j est le coefficient de transmission en intensité du miroir M1 défini par $T_j = t_j^2 = (1 - r_j^2) \simeq 2\kappa_j$. On définit ensuite le temps d'un aller-retour par $\tau = L_c/c$ où L_c est la longueur optique totale de la cavité et c la vitesse de la lumière dans le vide, et le déphasage de l'onde j après un tour de cavité par θ_j , tel que $\theta_j = 2k\pi + \Delta_j$ avec $\Delta_j = k_j L_c(\omega_j)/c - 2m_j\pi \ll 2\pi$ (où m_j est un entier) le désaccord de cavité de la fréquence de l'onde résonnante par rapport à la fréquence propre du mode du résonateur.

Les conditions aux limites à l'entrée du cristal s'écrivent alors :

$$\begin{cases} A_p(t + \tau, 0) = r_p e^{i\Delta_p} A_p(t, L) + A_{in} & (2.8a) \\ A_s(t + \tau, 0) = r_s e^{i\Delta_s} A_s(t, L) & (2.8b) \\ A_i(t + \tau, 0) = 0 & (2.8c) \end{cases}$$

où A_{in} est le champ pompe incident au cristal, qui est relié au champ pompe incident à la cavité A_{in}^{ext} par $A_{in} = t_p A_{in}^{ext} \simeq \sqrt{2\kappa_p} A_{in}^{ext}$ dans le cas d'une finesse suffisamment élevée sur l'onde pompe. De plus, on fera l'approximation que $r_j e^{i\Delta_j}$ est égal à $1 - \kappa_j + i\Delta_j$ avec $j = p, s$ et on négligera les produits croisés des $\kappa_j \Delta_j$ qui sont du second ordre par rapport à κ_j ou Δ_j .

2.1.3 Solutions stationnaires dans le cas d'un PRSRO

2.1.3.1 Solutions stationnaires numériques exactes

Le comportement dynamique du PRSRO sera obtenu numériquement (la figure 2.2, résume les différentes étapes du calcul numérique) à partir des équations de propagation (2.5) et par itération des conditions aux limites (2.8), pour une amplitude donnée du champ pompe et une très faible amplitude des champs signal et idler (bruit $A_{s,i} \simeq 0 \neq 0$) comme conditions initiales au temps $t = 0$ (le temps est mesuré en nombre d'aller-retour dans la cavité, i.e. $t_n = n\tau$, $n=1,2,\dots$). Les solutions stationnaires exactes sont alors calculées par itérations successives sur la variable temporelle et des conditions aux limites (2.8), les équations de propagations (2.5) étant résolues à chaque aller-retour par une méthode de Runge Kutta du quatrième ordre. Le processus s'arrête lorsque les intensités I_j des ondes résonnantes dans la cavité ($j = p, s$) convergent. Le critère de convergence retenu est $\Delta I_j / I_j = |I_j(t + N\tau) - I_j(t)| / I_j(t) \leq 10^{-7}$ avec $N = 20$, un critère de convergence relatif permettant d'éviter les artefacts de convergence liés par exemple au ralentissement de la dynamique de convergence autour du seuil d'oscillation ou autour d'un point de bifurcation comme pour le cas d'un TRO (saddle-node bifurcation point).

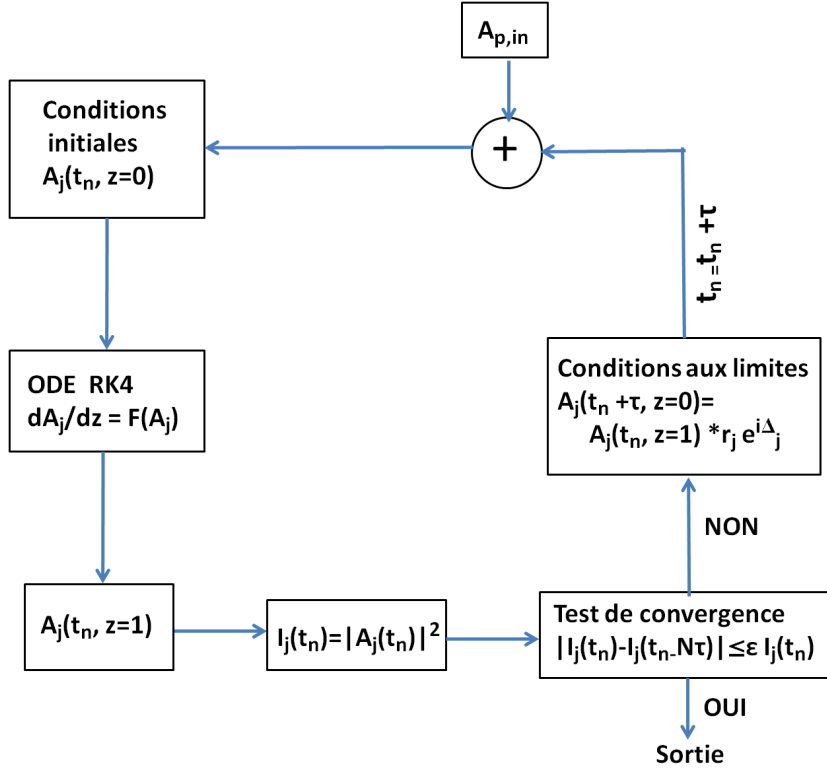


FIGURE 2.2 – Ordinogramme de l’algorithme numérique. Les équations de propagation sont résolues numériquement par la méthode d’intégration de Runge Kutta de quatrième ordre, à partir des conditions initiales. Au premier tour, les conditions initiales sont $A_p(t_0, z = 0) = \sqrt{I_{in}}$ et $A_{s,i}(t_0, z = 0) = 10^{-5}$. La résolution des équations de propagation, nous donne accès aux champs $A_j(t_n, z = 1)$ à la sortie du cristal, et donc aux intensités $I_j(t_n, z = 1) = |A_j(t_n, z = 1)|^2$. Le processus numérique est stoppé lorsque la condition d’arrêt $|I_j(t_n, z = 1) - I_j(t_n - N\tau, z = 1)| \leq \varepsilon I_j(t_n, z = 1)$ est satisfaite. Dans le cas contraire, nous utilisons les conditions aux limites pour déduire les nouvelles conditions initiales et poursuivre la résolution des équations de propagation.

2.1.3.2 Solutions stationnaires analytiques approchées

Nous allons maintenant dériver les solutions analytiques approchées des relations d’entrée-sortie du PRSRO en utilisant la méthode perturbative représentée par le développement en série (2.6). Dans le cas d’un oscillateur paramétrique optique résonnant à la fois sur l’onde pompe et l’onde signal (PRSRO), il s’avère qu’un développement des champs A_j à l’ordre $n=1$ est suffisant pour obtenir des solutions non triviales ($A_j \neq 0$). Le système (2.5) devient alors :

$$\begin{cases} \frac{d A_p}{dz} = i A_s A_i - A_p(|A_s|^2 + |A_i|^2)z & (2.9a) \\ \frac{d A_s}{dz} = i A_p A_i^* + A_s(|A_p|^2 - |A_i|^2)z & (2.9b) \\ \frac{d A_i}{dz} = i A_p A_s^* + A_i(|A_p|^2 - |A_s|^2)z & (2.9c) \end{cases}$$

On restreint alors le développement des champs A_j aux puissances cubiques, et on considère que le champ idler $A_i(z=0) = 0$, du fait qu'il ne résonne pas dans la cavité OPO. En intégrant sur z les équations (2.9), nous obtenons les solutions des amplitudes des champs dans le cristal en fonction de leurs valeurs à son entrée :

$$\begin{cases} A_p(t, z) = A_p(t, 0) - \frac{1}{2} A_p(t, 0) |A_s(t, 0)|^2 z^2 & (2.10a) \\ A_s(t, z) = A_s(t, 0) + \frac{1}{2} A_s(t, 0) |A_p(t, 0)|^2 z^2 & (2.10b) \\ A_i(t, z) = i A_p(t, 0) A_s^*(t, 0) z & (2.10c) \end{cases}$$

Notons que les équations (2.10a) et (2.10b) sont similaires aux équations (14) et (15) de Schiller *et al* [9] qui ont dérivés pour la première fois les solutions stationnaires des champs pompe et signal pour un PRSRO, en considérant sans justification un désaccord de cavité nulle par rapport à l'onde pompe. Nous étendons l'étude du PRSRO en considérant l'hypothèse d'une oscillation à désaccord de cavité non nul, et montrerons que des solutions stationnaires ne peuvent exister que lorsque $\Delta_s = 0$.

Nous voyons qu'en plus des termes quadratiques des termes cubiques dans le produit des champs apparaissant dans le membre de droite. Ces termes cubiques ne font en fait que refléter des interactions $\chi^{(2)}$ en cascade (*multi-step cascaded* $\chi^{(2)} : \chi^{(2)}$ processus [38]). Par exemple le terme $A_p |A_s|^2$ dans (2.9a) décrit la cascade $\chi^{(2)}(-\omega_i; \omega_p, -\omega_s) : \chi^{(2)}(-\omega_p; \omega_s, \omega_i)$ au cours de laquelle un photon pompe donne naissance à un photon idler par différence $\omega_p - \omega_s$ suivi par la recombinaison (somme) simultanée du photon idler avec un photon signal pour redonner un photon pompe. De la même façon le terme $A_s |A_p|^2$ dans l'équation (2.9b) représente la cascade SFG+DFG $\chi^{(2)}(-\omega_p; \omega_s, \omega_i) : \chi^{(2)}(-\omega_s; \omega_p, -\omega_i)$. Ces non linéarités effectives d'ordre cubique induites par la cascade de deux processus quadratiques [38] sont en générales 2 ordres de grandeur plus élevées qu'une non linéarité cubique $\chi^{(3)}$. Nous voyons ainsi que la méthode perturbative permet en outre de mettre à jour les interactions en cascade complexes ayant lieu dans un OPO. De plus, la méthode perturbative qui tient compte de la déplétion des photons pompe permet d'accéder à la distribution spatiale des intensités stationnaires $I_j(z) = A_j(t, z) A_j^*(t, z)$ dans le milieu non linéaire (voir les équations (2.18) et la figure 2.4).

Les solutions stationnaires du PRSRO sont obtenues lorsque les amplitudes des champs $A_{p,s}$ qui résonnent dans la cavité sont identiques à elles-mêmes après un tour de cavité (condition dite de «self-consistence»), soit : $A_{p,s}(t + \tau, 0) = A_{p,s}(t, 0)$. En utilisant les conditions aux limites (2.8) et les équations (2.10) à la sortie du cristal (en $z' = L$, i.e

2.1. GÉNÉRATION PARAMÉTRIQUE DANS LE CAS D'UNE ONDE PLANE

$z = 1$), et en négligeant les produits croisés des $\kappa_j \Delta_j$ qui sont du second ordre, nous obtenons le système suivant pour les amplitudes stationnaires ($t \rightarrow \infty$) :

$$\begin{cases} [\kappa_p - i\Delta_p + \frac{1}{2}r_p(1 + \Delta_p)|A_s|^2]A_p = A_{in} & (2.11a) \\ [\kappa_s - i\Delta_s + \frac{1}{2}r_s(1 + \Delta_s)|A_p|^2]A_s = 0 & (2.11b) \end{cases}$$

Une solution non triviale de l'équation (2.11b) ($A_s \neq 0$), est obtenue lorsque $\kappa_s - i\Delta_s + \frac{1}{2}r_s(1 + \Delta_s)|A_p|^2 = 0$, dont la partie réelle conduit à l'expression du seuil d'oscillation intracavité $I_p = |A_p|^2$:

$$I_p = \frac{2\kappa_s}{r_s} = \frac{2\kappa_s}{1 - \kappa_s}. \quad (2.12)$$

Etant donnée que le membre de droite de l'équation (2.12) est une constante, cette relation met en évidence le verrouillage de l'intensité pompe intracavité à une valeur indépendante de l'intensité pompe incidente $I_{in} = |A_{in}|^2$ à la cavité. D'après l'équation (2.12), l'intensité pompe intra-cavité d'un PRSRO est clampée à sa valeur seuil ne dépendant que des pertes du coupleur $T_s \sim 2\kappa_s \ll 1$ et ce quelle que soit l'intensité pompe d'entrée I_{in} . Ce phénomène de limitation de la puissance pompe intracavité dans un OPO résonant sur la pompe [39] est à rapprocher du phénomène de saturation du gain à sa valeur déterminée par les pertes sur un aller-retour dans un oscillateur laser conventionnel où le gain non saturé (i.e. avant l'oscillation) dépend d'une inversion de population sur la transition laser. Le même phénomène de clamping (ou de limitation de puissance) est également observé dans un OPO triplement résonant [39].

La partie imaginaire de l'équation $\kappa_s - i\Delta_s + \frac{1}{2}r_s(1 + \Delta_s)|A_p|^2 = 0$, impose un fonctionnement de l'oscillateur paramétrique optique avec un désaccord de cavité nul sur l'onde signal ($\Delta_s = 0$). Ce dernier résultat est compatible avec le fait que l'oscillateur paramétrique optique, une fois le seuil d'oscillation atteint sélectionne la longueur d'onde signal minimisant le seuil d'oscillation, c'est-à-dire oscillant avec un désaccord de cavité nul. Notons par ailleurs que l'intensité pompe intracavité se verrouille à un niveau correspondant au seuil d'oscillation d'un oscillateur paramétrique optique simplement résonant (SRO) [8].

L'expression du seuil d'oscillation *interne* I_{th}^{in} du PRSRO est déduite de l'équation (2.11a) en posant $A_s = 0$ (valeur au seuil) et en prenant le module carré de cette équation :

$$I_{th}^{in} = \frac{2\kappa_s \kappa_p^2}{r_s} (1 + \overline{\Delta}_p^2) \quad (2.13)$$

avec $\overline{\Delta}_p = \Delta_p / \kappa_p$. Le seuil d'oscillation *externe* I_{th}^{ext} est obtenu en divisant l'équation (2.13) par le coefficient de transmission du coupleur d'entrée $T_p \simeq 2\kappa_p$, soit :

$$I_{th}^{ext} = \frac{\kappa_s \kappa_p}{r_s} (1 + \overline{\Delta}_p^2) \quad (2.14)$$

2.1. GÉNÉRATION PARAMÉTRIQUE DANS LE CAS D'UNE ONDE PLANE

En considérant un désaccord de cavité nul $\Delta_p = 0$ (la surtension de l'intensité pompe est maximale pour un désaccord nul), on note que le seuil d'oscillation externe du PRSRO est $\kappa_p/2$ fois plus faible que celui du SRO brièvement rappelé dans le chapitre 1 ($I_{th}^{SRO} = 2\kappa_s/r_s$) et traité de façon plus détaillée dans la référence [8]. Ce résultat justifie notre choix d'implémentation de l'OPO en configuration PRSRO, car il permet de faire osciller l'OPO malgré la faiblesse de la puissance pompe disponible ($P_p = 0.5$ W) avec le laser Ti :Sa.

L'expression de l'intensité stationnaire de l'onde signal intracavité $I_s = |A_s|^2$, est déduite de la résolution de l'équation (2.15) obtenue à partir du module carré de l'équation (2.11a) :

$$\frac{1}{4} r_p^2 (1 + \Delta_p^2) I_s^2 + r_p (\kappa_p - \Delta_p^2) I_s + \left(\kappa_p^2 + \Delta_p^2 - \frac{I_{in}}{I_p} \right) = 0 \quad (2.15)$$

Le discriminant $\delta = r_p^2[(1 + \Delta_p^2)(I_{in}/I_{th}) - \Delta_p^2]$ de cette équation du second degré en I_s doit être positif pour permettre une solution réelle et physique, ce qui impose la plage de désaccord de cavité permise suivante $\Delta_p^2 \leq (I_{in}/I_p)r_p^2/[1 - (I_{in}/I_p)r_p^2]$. Lorsque cette condition est satisfaite, l'intensité de l'onde signal I_s a pour expression :

$$I_s = \frac{2\kappa_p}{r_p} [\sqrt{(1 + \overline{\Delta}_p^2)x - \overline{\Delta}_p^2} - 1] \quad (2.16)$$

où $x = I_{in}^{ext}/I_{th}^{ext} = I_{in}/I_{th}^{in}$ est le paramètre de pompe défini comme étant le nombre de fois où l'intensité pompe excède sa valeur seuil. Pour un désaccord de pompe Δ_p nul, on retrouve la dépendance de l'intensité signal en $\propto (\sqrt{x} - 1)$ de la référence [9]. De plus contrairement à l'oscillateur paramétrique optique triplement résonant où les ondes pompe et signal-idler peuvent osciller avec des désaccords de cavité respectifs non nuls ($\Delta_p \Delta_{s,i} \neq 0$) [40], l'équation du second degré permettant de déduire I_s (2.15) ne donne pas lieu à un fonctionnement bistable du PRSRO quel que soit le désaccord de cavité Δ_p . Finalement l'intensité idler à la sortie du cristal non linéaire ($z=1$) est déduite à partir du module carré de l'équation (2.10c), c'est à dire $I_i = I_p I_s$, ce qui nous donne :

$$I_i = \frac{4\kappa_p \kappa_s}{r_p r_s} [\sqrt{(1 + \overline{\Delta}_p^2)x - \overline{\Delta}_p^2} - 1]. \quad (2.17)$$

La comparaison des solutions analytiques (2.16) et (2.17) avec les solutions numériques exactes (Fig. 2.3), met en évidence un très bon accord (de l'ordre du pourcent) pour des intensités pompes allant jusqu'au moins dix fois le seuil d'oscillation externe I_{th}^{ext} . Le très bon accord des solutions analytiques avec les solutions numériques exactes, malgré la troncature à $n = 1$ du développement Mac Laurin (2.6), signifie que les termes d'ordre supérieur négligés (proportionnels aux produits cubique, quartique, quintique...des champs A_j) contribuent très peu à la dynamique du PRSRO (il en est de même pour le TRO, alors que les solutions stationnaires du SRO requièrent un développement en série des champs jusqu'à $n=4$) [8]. Numériquement ceci est justifié la très faible magnitude absolue des champs intracavité $A_s = \sqrt{I_s} \sim \sqrt{10^{-1}}$ et $A_i = \sqrt{I_i} \sim \sqrt{10^{-4}}$ (d'après les échelles verticales de la Fig. 2.3), assurant une convergence rapide des ordres supérieurs dans l'équation (2.10).

2.1. GÉNÉRATION PARAMÉTRIQUE DANS LE CAS D'UNE ONDE PLANE

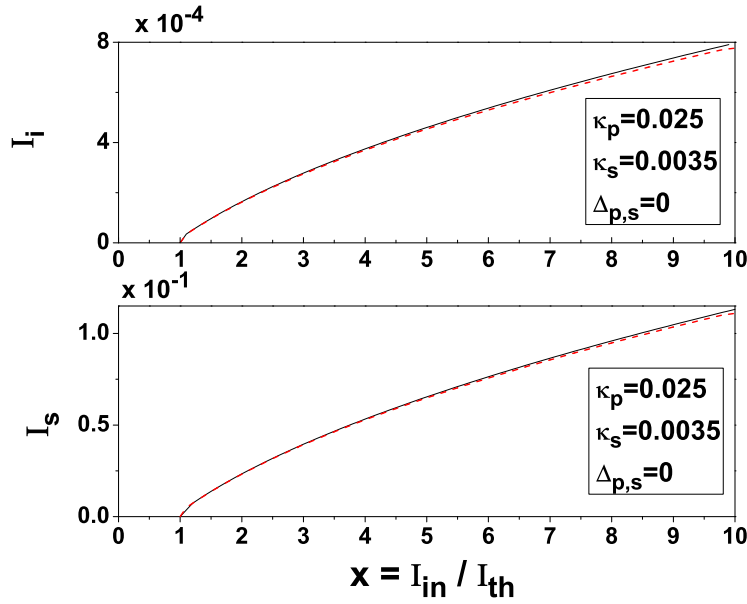


FIGURE 2.3 – Les intensités signal et idler calculées numériquement sont représentées en lignes discontinues et les intensités calculées analytiquement à partir des équations (2.16) et (2.17) sont représentées en traits pleins. Les paramètres de calcul sont $\kappa_p = 0.025$, $\kappa_s = 0.0035$ et $\Delta_p = \Delta_s = 0$.

La distribution spatiale des intensités à l'intérieur du cristal sont déduites des équations (2.10a), (2.10b) et (2.10c). Les expressions des intensités pompe et idler représentées à la figure 2.4 ont alors pour expression :

$$\begin{cases} I_p(z) = \frac{2\kappa_s}{r_s} \left(1 - \frac{1}{2} I_s z^2\right)^2 & (2.18a) \\ I_i(z) = \frac{2\kappa_s}{r_s} I_s z^2 & (2.18b) \end{cases}$$

Tel qu'il est prédit par l'équation (2.12), l'intensité pompe au sein du cristal est quasi-constante et est égale à la puissance seuil intracavité $I_{th}^{in} = 2\kappa_s/r_s \simeq 2\kappa_s$. Cette uniformité spatiale du champ pompe intracavité ne fait que refléter l'hypothèse du «champ moyen» (*meanfield assumption*) couramment utilisée pour linéariser et résoudre les équations de propagations (2.5), en faisant l'hypothèse que les champs fortement résonants dans une cavité de finesse suffisamment élevée sont spatialement indépendants de z . Cette hypothèse "meanfield" est d'autant plus vérifiée pour l'onde signal car dans un PRSRO, $\kappa_s \ll \kappa_p$. Nous n'avons pas représenté la constance de l'évolution de $I_s(z)$ sur la figure 2.4 à cause de sa magnitude élevée ($I_s \sim 10^{-1}$) par rapport à celles de I_i et I_p . De plus la figure 2.4 met en évidence un bon accord entre la distribution spatiale des intensités analytiques et

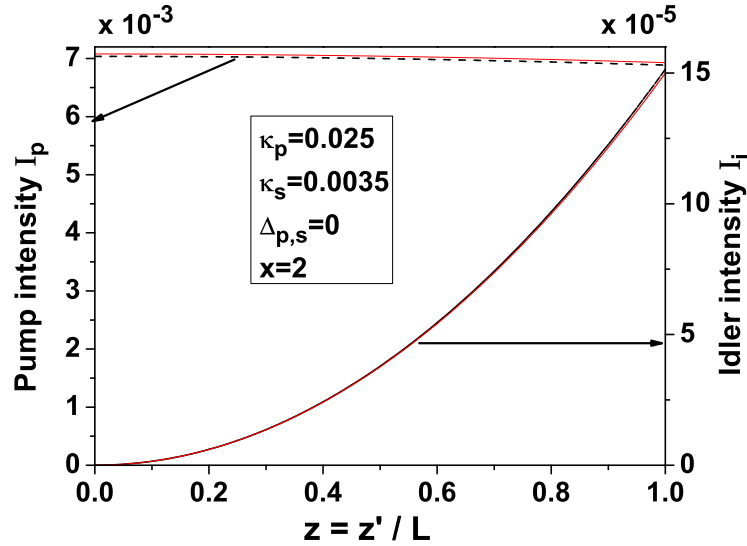


FIGURE 2.4 – Evolution longitudinale des intensités pompe et signal stationnaires au sein du cristal. Les solutions numériques sont représentées en pointillés et les solutions analytiques (2.18) en traits pleins, pour une intensité pompe I_{in} deux fois au-dessus du seuil d'oscillation ($x=2$). L'accord entre les solutions analytique et numérique est bon au point qu'il est difficile de distinguer les deux solutions. Le champ pompe est alors quasi invariant entre l'entrée et la sortie du cristal non linéaire ($A_p(0) \simeq A_p(L)$) et ce d'autant que κ_p tend vers 0. De même, la distribution spatiale de l'intensité stationnaire I_s (non représentée sur cette figure) est constante dans le cristal. Cette uniformité spatiale d'un champ fortement résonant dans un résonateur optique contenant un milieu de gain faiblement couplé au champ est à la base de l'approximation dite "du champ moyen" (*meanfield approximation*), utilisée par exemple pour dériver les solutions du gain paramétrique.

numériques au point même de ne plus les distinguer. Néanmoins un zoom sur l'évolution du champ pompe au sein du cristal pour des valeurs de x allant de 2 à 6, révèle que les intensités $I_p(z)$ numériquement calculées ne sont pas strictement constantes à I_p en tout point du cristal mais seulement en un point "magique" $z_{th} \simeq 0.58$ (figure 2.5) dont l'origine physique reste à expliquer (l'expression analytique (2.18a) ne permet pas de déterminer l'existence de ce point magique à cause de la troncature du développement en série). Rappelons que dans un OPO doublement résonant sur le signal et l'idler, le même phénomène de croisement magique à $z_{th} = 0.5$ (exactement au milieu du cristal, l'intensité pompe $I_p(z = z_{th})$ est clampée à sa valeur seuil) est observé quel que soit le niveau de pompage [8]. Par ailleurs le faible écart entre les courbes analytiques $I_p(z)$ données par (2.18a) (en traits pleins) et les courbes numériques est lié à la troncature du développement de Mac-Laurin des champs, qui n'influe cependant pas sur l'exactitude des solutions en intensité de la figure 2.3.

2.1.4 Efficacité de conversion et déplétion de l'onde pompe

Dans ce paragraphe, nous étudierons la dépendance de la déplétion de la pompe Γ_p et de l'efficacité de conversion Γ_i en fonction de l'intensité pompe normalisée x et des pertes

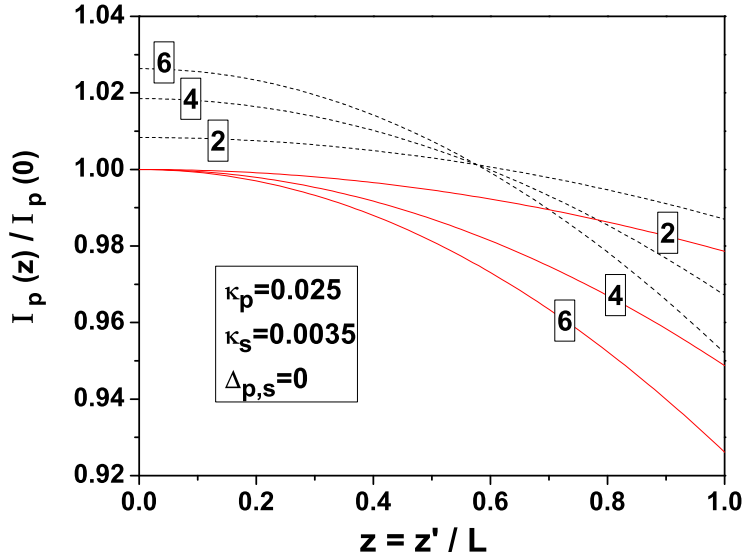


FIGURE 2.5 – Zoom sur la distribution spatiale des intensités pompe et signal au sein du cristal pour des valeurs de $x = I_{in}/I_{th}^{in}$ compris entre 2 et 6. Les solutions numériques sont représentées en pointillés et les solutions analytiques (2.18a) et (2.18b) en traits pleins. D'après le calcul numérique exact, la puissance pompe au sein du cristal se clampe localement (en $z_{th} \simeq 0.58$) à $I_{th} = 2\kappa_s/r_s$ quelque soit la puissance pompe incidente I_{in}^{ext} .

linéaires sur la pompe κ_p . Nous en dégagerons les conditions optimum de travail, telle que la transmission du coupleur d'entrée T_p^{opt} optimisant l'adaptation d'impédance (*impedance matching*), ainsi que la puissance pompe normalisée x_{max} à laquelle a lieu l'optimum de conversion paramétrique.

En se référant à la figure 2.1, la déplétion (ou dépeuplement) des photons pompe est donnée par le rapport du nombre de photons pompe sortant de la cavité OPO au nombre de photons pompe incidents, soit :

$$\Gamma_p = \frac{I_{ext}}{I_{in}^{ext}} \quad (2.19)$$

avec $I_{ext} = |A_{ext}|^2 = |t_p A_p(L) - r_p A_{in}^{ext}|^2$ l'intensité pompe sortant de la cavité OPO (Fig.2.1). Le signe "-" devant le terme $r_p A_{in}^{ext}$ tenant compte de l'intensité laser incidente directement réfléchiée par le coupleur d'entrée est dû au déphasage de π par rapport au champ pompe intracavité fuyant par ce même miroir. $I_{in}^{ext} = |A_{in}^{ext}|^2 \simeq I_{in}/2\kappa_p$ est l'intensité pompe incidente à la cavité OPO et peut être exprimée en fonction du nombre de fois x où elle excède le seuil d'oscillation I_{th}^{ext} . Le terme I_{in}^{ext} peut donc s'exprimer comme $I_{in}^{ext} = I_{th}^{ext} x/2\kappa_p = \kappa_s \kappa_p (1 + \overline{\Delta_p^2}) x / (1 - \kappa_s)$. Nous supposons que la finesse de la cavité sur l'onde pompe est suffisamment élevée pour négliger la déplétion de la pompe lors de son passage dans le cristal (voir figure 2.4) : $A_p(0) \simeq A_p(L)$. L'expression de l'intensité pompe I_{ext} devient alors :

$$I_{ext} \simeq |t_p A_p(0) - r_p A_{in}^{ext}|^2 \quad (2.20)$$

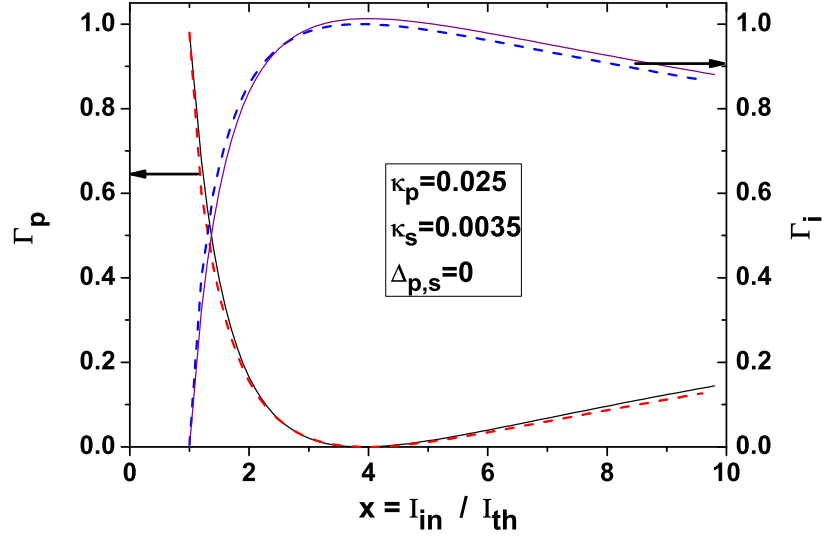


FIGURE 2.6 – Efficacité de conversion idler Γ_i et dépeuplement de la pompe Γ_p dans la cavité en fonction de la puissance pompe normalisée x . Les solutions numériques sont tracées en traits discontinus et les solutions analytiques approchées correspondant aux équations (2.21) et (2.24) sont en traits pleins. Les paramètres de calcul sont $\kappa_p = 0.025$, $\kappa_s = 0.0035$ et $\Delta_p = \Delta_s = 0$. Un bon accord entre les solutions numériques et analytiques est obtenu.

ce qui conduit après quelques étapes de calcul simple, à l'expression suivante pour la déplétion de la pompe :

$$\Gamma_p = \left[\frac{2}{\sqrt{(1 + \overline{\Delta}_p^2)} x} - r_p \right]^2 \quad (2.21)$$

L'intensité pompe normalisée x_{max} à laquelle la conversion paramétrique est optimale, est obtenue en maximisant la déplétion de la pompe, ce qui revient à résoudre en x l'équation : $d\Gamma_p/dx = 0$. On trouve alors :

$$x_{max} = \frac{4}{r_p^2 (1 + \overline{\Delta}_p^2)} \quad (2.22)$$

Pour un désaccord de cavité nul ($\Delta_p = 0$), $x_{max} = 4/r_p^2$ avec $r_p^2 \simeq 1 - 2\kappa_p$, soit $x_{max} \geq 4$ lorsque $\kappa_p \geq 0$. Ainsi, comme dans le cas d'un TRO ou d'un DRO, les photons pompe sont complètement convertis en photons signal et complémentaire lorsque le PRSRO est pompé à $x = 4$ fois son seuil. En réinjectant (2.22) dans (2.21), il en résulte alors que la conversion paramétrique est totale ($\Gamma_p = 0$) à $x = 4$. La figure 2.6 illustre l'évolution de Γ_p en fonction du paramètre de pompe x (pour un coupleur d'entrée $T_p \sim 2\kappa_p = 5\%$) montrant également un très bon accord entre la théorie perturbative et le calcul numérique exact. Pour une intensité pompe $x > 4$, Γ_p décroît à cause du processus paramétrique inverse (recombinaison d'un photon signal et d'un photon idler pour redonner un photon pompe).

L'efficacité de conversion est définie par :

$$\Gamma_i = \frac{I_i(L)}{I_{in}^{ext}} \quad (2.23)$$

où $I_i(L)$ est le nombre de photons idler généré à la sortie du cristal ($z = 1$), est donné par (2.18b). Ce qui nous conduit à l'expression suivante :

$$\Gamma_i = \frac{4}{r_p} \frac{\sqrt{(1 + \overline{\Delta}_p^2) x - 1}}{(1 + \overline{\Delta}_p^2) x} \quad (2.24)$$

Notons que suite à la conservation de l'énergie, Γ_i vérifie aussi $\Gamma_i = 1 - \Gamma_p$. Nous avons également représenté Γ_i sur la figure 2.6.

2.1.5 Adaptation d'impédance non linéaire du PRSRO

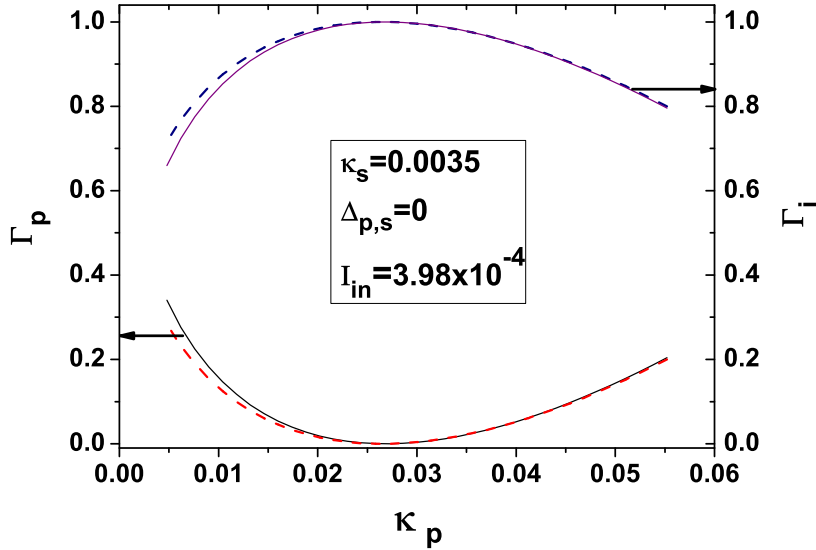


FIGURE 2.7 – Efficacité de conversion idler Γ_i et dépeuplement de la pompe Γ_p dans la cavité en fonction des pertes linéaires κ_p sur l'onde pompe pour une intensité pompe incidente $I_{in}^{ext} = 3.98 \times 10^{-4}$ et un désaccord de cavité $\Delta_p = \Delta_s = 0$ et $\kappa_s = 0.0035$. Les courbes en traits pleins correspondent aux équations courbes en pointillés correspondent aux calculs numériques.

Sur le plan expérimental, la conception d'un PRSRO repose sur le choix optimal du coefficient de transmission T_p du coupleur d'entrée M1 du résonateur non linéaire (figure 2.1). La question suivante se pose : comment choisir T_p , compte tenu d'une intensité pompe maximale disponible I_{in}^{ext} , afin de réaliser une conversion optimale vers l'onde idler ?

2.1. GÉNÉRATION PARAMÉTRIQUE DANS LE CAS D'UNE ONDE PLANE

Dans un résonateur passif, afin qu'un maximum de photons incidents puissent être couplés dans le résonateur, une condition dite «d'adaptation d'impédance» doit être réalisée en égalant T_p à la somme des pertes linéaires ϵ sur un aller retour dans la cavité. Dans le cas d'un résonateur actif (contenant un milieu de gain), outre les pertes passives on doit également tenir compte des pertes non linéaires vues par l'onde pompe et dues à la conversion des photons pompe, qui sont proportionnelles à l'intensité intracavité I_p . Autrement dit, il doit exister une valeur optimale T_p^{max} pour une intensité de pompe incidente I_{in}^{ext} qui maximise l'efficacité de conversion du PRSRO. Ce point n'ayant pas été traité par Schiller *et al* [9], nous allons dériver dans cette section une expression analytique pour T_p^{max} , en maximisant l'équation (2.24) par rapport à κ_p . Pour ce faire il est important de noter que la puissance pompe incidente normalisée x présente une dépendance implicite en κ_p via le seuil d'oscillation externe donnée par l'équation (2.14). Le calcul de $d\Gamma_i/d\kappa_p$ doit par conséquent tenir compte de cette dépendance implicite. Dans le cas d'un désaccord de cavité nul pour l'onde pompe ($\Delta_p = 0$), ce qui est justifié lorsque la longueur de la cavité OPO est asservie sur la fréquence du laser de pompe, l'expression explicite de Γ_i en fonction de κ_p s'écrit alors :

$$\Gamma_i = \frac{4\kappa_s}{r_s I_{in}^{ext}} \frac{\kappa_p}{1 - \kappa_p} \left[\sqrt{\frac{I_{in}^{ext} r_s}{\kappa_s \kappa_p}} - 1 \right] \quad (2.25)$$

La résolution de l'équation $d\Gamma_i/d\kappa_p = 0$ en κ_p , nous donne l'expression suivante pour T_p^{max} réalisant une adaptation d'impédance non linéaire optimale,

$$T_p^{max} = 2\kappa_p^{max} = \frac{I_{in}^{ext} (1 - \kappa_s)}{2\kappa_s} \quad (2.26)$$

Nous voyons que T_p^{max} dépend comme attendu de l'intensité pompe disponible à l'entrée de l'OPO. Pour une intensité pompe incidente (normalisée) $I_{in}^{ext} = 3.98 \times 10^{-4}$ et $\kappa_s = 3.5 \times 10^{-3}$ (correspondant à $R_s = r_s^2 = 0.993$), nous obtenons une valeur de $\kappa_p^{max} \approx 0.028$, qui correspond à un coefficient de transmission du coupleur d'entrée $T_p^{max} \simeq 2\kappa_p^{max} = 0.056$. Cette valeur optimale de T_p correspond alors, d'après (2.14), à un seuil d'oscillation $I_{th}^{ext} = 9.95 \times 10^{-5}$, soit à un pompage au-dessus du seuil $x = I_{in}^{ext}/I_{th}^{ext} = 4$. De fait la valeur optimale de κ_p réalisant l'adaptation d'impédance optimale correspond à un fonctionnement du PRSRO au point de déplétion totale $x = 4$, donnant lieu à une intensité pompe réfléchie $I_{in}^{ext} = 0$. Le résultat (2.26) constitue donc un guide pratique sur le choix du coupleur d'entrée d'un PRSRO, compte tenu de la puissance de pompe maximale disponible.

En conclusion, l'adaptation d'impédance non linéaire optimisant la conversion paramétrique d'un PRSRO correspond à un choix du coupleur d'entrée T_p tel que $\Gamma_p = 0$.

2.1.6 Inclusion des effets de focalisation (diffraction)

Les relations d'entrée-sortie (2.16)-(2.17) ont été établies à partir des équations de propagation (2.9) qui négligent l'influence de la diffraction à l'intérieur du cristal non linéaire (hypothèse ondes planes). Dans la pratique, surtout en régime continu, le faisceau pompe

2.1. GÉNÉRATION PARAMÉTRIQUE DANS LE CAS D'UNE ONDE PLANE

est souvent focalisé au niveau du cristal afin d'abaisser le seuil d'oscillation paramétrique. Nous allons inclure de façon phénoménologique l'influence de la focalisation à travers des fonctions d'ouverture (ou de focalisation) h établies en général dans l'hypothèse de la pompe non dépeuplée.

Nous commençons par dénormaliser les champs électriques afin de calculer les puissances optiques associées à ces champs.

A partir de l'équation (2.3), nous déduisons l'expression du champ E_j ($j = p, s, i$) :

$$|E_j| = \frac{c}{dL} \sqrt{\frac{\omega_j n_i n_s n_p}{\omega_i \omega_s \omega_p n_j}} |A_j| \quad (2.27)$$

L'intensité optique \tilde{I}_j (en W/cm²) est reliée au champs électrique normalisé $I_j = |A_j|^2$ via la relation suivante :

$$\tilde{I}_j = \frac{c \varepsilon_0 n_j}{2} |E_j|^2 = \frac{\varepsilon_0 c^3}{2 d^2 L^2} \frac{\omega_j n_i n_s n_p}{\omega_i \omega_s \omega_p} |A_j|^2 \quad (2.28)$$

La puissance optique (en Watt) est calculée par la relation suivante, où w_0 est le waist effectif de l'interaction tenant compte des intégrales de recouvrement transverse des 3 faisceaux tel que défini par Harris en 1969 [41] qui considère des ondes à profil transverse de symétrie cylindrique.

$$P_j = \frac{\pi w_0^2}{2} \tilde{I}_j = \frac{\varepsilon_0 c^3 \pi w_0^2}{4 d^2 L^2} \frac{\omega_j n_i n_s n_p}{\omega_i \omega_s \omega_p} |A_j|^2 \quad (2.29)$$

La puissance pompe seuil P_{th} s'écrit alors (pour $j=p$) :

$$P_{th} = K^{-1} (L/w_0)^{-2} I_{th} \quad (2.30)$$

$K = 4d^2 \omega_i \omega_s / (\pi \varepsilon_0 c^3 n_p n_s n_i)$ est une constante (en Watt), I_{th} est l'intensité seuil normalisée correspondant à la configuration OPO adéquate. La transition de l'équation (2.30) vers une expression valable en onde gaussienne se fait en remarquant que $(L/w_0)^2 = L k_0 \xi$, où $\xi = L/2z_r$ est le paramètre de focalisation (rapport de la longueur du cristal au paramètre confocal d'un faisceau gaussien $b = 2z_r$) et $z_r = (1/2)k_0 w_0^2$ la longueur de Rayleigh. De nombreuses publications [27, 42] rapportent que la conversion paramétrique optimale est obtenue pour des valeurs de $\xi \sim 1$. L'effet de la focalisation dans l'expression de la puissance seuil, peut être pris en compte en substituant ξ dans l'expression de $(L/w_0)^2 = L k_0 \xi$ par la fonction de focalisation h pour un processus de différence de fréquence (DFG)[43]. Ainsi l'expression de la puissance seuil d'oscillation d'un OPO devient :

$$P_{th} = (K L k_0 h)^{-1} I_{th} \quad (2.31)$$

Dans le cas d'un oscillateur paramétrique optique simplement raisonnant (SRO ou PRSRO), le vecteur d'onde effectif k_0 a pour expression $k_0 = (k_s^{-1} - k_p^{-1})^{-1}$. La fonction de focalisation $h(\xi_p, \xi_s, \mu = k_s/k_p)$, où $\xi_{p,s} = L/b_{p,s}$ sont les paramètres de focalisation relatifs aux ondes pompe et signal, et μ est le paramètre de dégénérescence spectrale du processus

2.1. GÉNÉRATION PARAMÉTRIQUE DANS LE CAS D'UNE ONDE PLANE

paramétrique, s'exprime en général sous la forme d'une double intégrale [9]. Dans le cas d'un PRSRO la relation (2.31) devient en réexprimant I_{th} donnée par l'équation (2.14) :

$$P_{th} = (KLk_0h)^{-1} \frac{T_s T_p^2}{4\sqrt{1-T_s}} \quad (2.32)$$

La puissance idler est déduite de la relation (2.29) (pour $j = i$) et de la définition de la puissance seuil donnée par la relation (2.31) :

$$P_i = \frac{\omega_i}{\omega_p} \frac{I_i(x)}{I_{th}} P_{th} \quad (2.33)$$

où $I_i = |A_i|^2$ est l'intensité idler normalisée et $x = I_p/I_{th} = P_p/P_{th}$. Dans le cas d'un PRSRO avec un désaccord de cavité nul par rapport à la pompe ($\Delta_p = 0$) l'expression précédente devient :

$$P_i = \frac{\omega_i}{\omega_p} \frac{T_s T_p}{\sqrt{(1-T_p)(1-T_s)}} (\sqrt{x} - 1)(KLk_0h)^{-1} \quad (2.34)$$

La fonction de focalisation h pour un PRSRO ou un SRO a été dérivée par Schiller et al [9], qui a généralisé celle de Boyd et Kleinman donné au chapitre 1 (Eq.(1.25)) :

$$h(\sigma, \xi, \zeta) = \frac{1}{4\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \frac{\exp[i\sigma(\tau - \tau')]}{(1 - i\tau)(1 + i\tau') - \mu^2(1 + i\tau)(1 - i\tau')} d\tau d\tau'. \quad (2.35)$$

Dans l'expression (2.35), ξ est le paramètre confocal défini par $\xi = L/2z_R$. Le paramètre $\sigma = \Delta k z_r$ le désaccord de phase normalisé de l'interaction paramétrique. Le paramètre de dégénérescence spectrale $\mu = k_s/k_p$.

Notons que dans le cas de faibles focalisations ($z_r \gg L$), l'expression de h tend vers la fonction de désaccord de phase en ondes planes,

$$h(\xi, \zeta) = \xi \frac{\text{sinc}^2(\Delta k L/2)}{1 - \mu^2} \quad (2.36)$$

La fonction h telle que définie par (2.35) doit être optimisée par rapport au désaccord de phase normalisé σ , afin de déduire son maximum h_m qui intervient dans les équations (2.32) et (2.34). Dans la pratique cela revient à ajuster soit l'angle d'accord de phase du cristal, soit la température de celui-ci. Plus le faisceau laser pompe est focalisé, plus le maximum de h s'écarte de la valeur onde plane $\sigma_{max} = 0$ comme le montre la figure 2.8 et plus $h(\sigma)$ devient asymétrique. Ce décalage de σ_{max} pour les fortes focalisations s'explique par la dispersion angulaire des vecteurs d'onde d'un faisceau gaussien au voisinage de son waist. L'optimum de l'interaction paramétrique en régime de focalisation forte ne correspond alors plus strictement à la valeur onde-plane du désaccord de phase, $\Delta k = 0$.

Notons par ailleurs qu'en plus de l'optimisation sur σ , la valeur de h_{max} permettant de calculer le seuil d'oscillation minimal du PRSRO (2.32) est obtenue en optimisant $h(\sigma, \xi)$

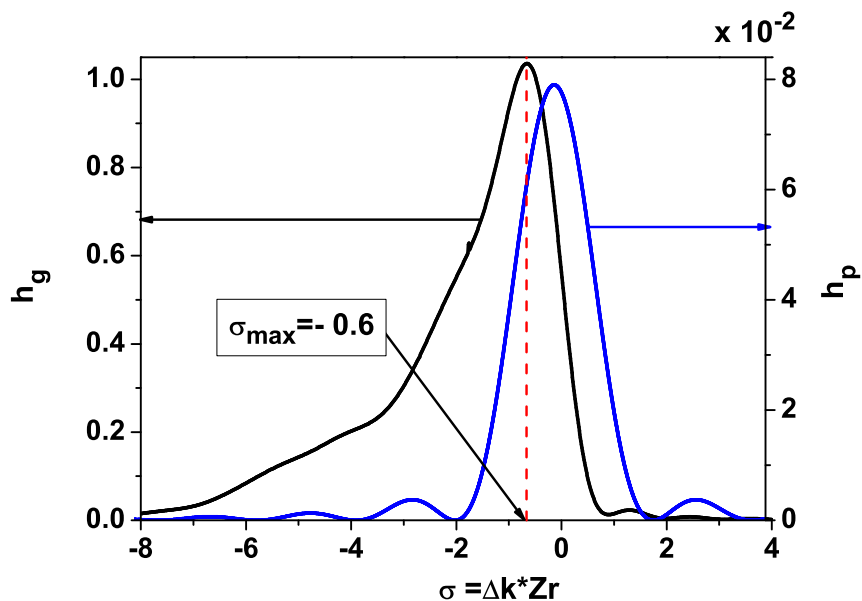


FIGURE 2.8 – Fonction de focalisation en fonction du désaccord de phase normalisé $\sigma = \Delta k z_r$ et pour un paramètre de dégénérescence $\mu = 0.6$. La courbe bleu correspond à une faible focalisation de l'onde pompe h_p ($\xi = 5 \times 10^{-2}$) tracée à partir de l'équation (2.36) et la courbe noire à une focalisation plus importante h_g ($\xi = 1.5$) tracée à partir de l'équation (2.35).

par rapport au paramètre de focalisation ξ . Pour une longueur de cristal $L = 50$ mm, ceci donne un maximum $h_{max} \leq h(\sigma, \xi) \leq 1.03$ correspondant à $\sigma_{max} = -0.6$ et $\xi_{max} \sim 2$, correspondant à un waist de pompe $w_p = 34 \mu\text{m}$ (voir Fig.2.9).

Dans la conception du résonateur PRSRO, nous avons essayé de nous approcher de cette valeur optimale tout en tenant compte des contraintes pratiques dues à l'encombrement du four à ppMgCLN. Mais avant de passer à la mise en oeuvre expérimentale, nous allons aborder dans le chapitre suivant les fondements théoriques de la SHG en cavité résonnante qui nous guiderons dans la mise en oeuvre de la deuxième partie de ce travail de thèse.

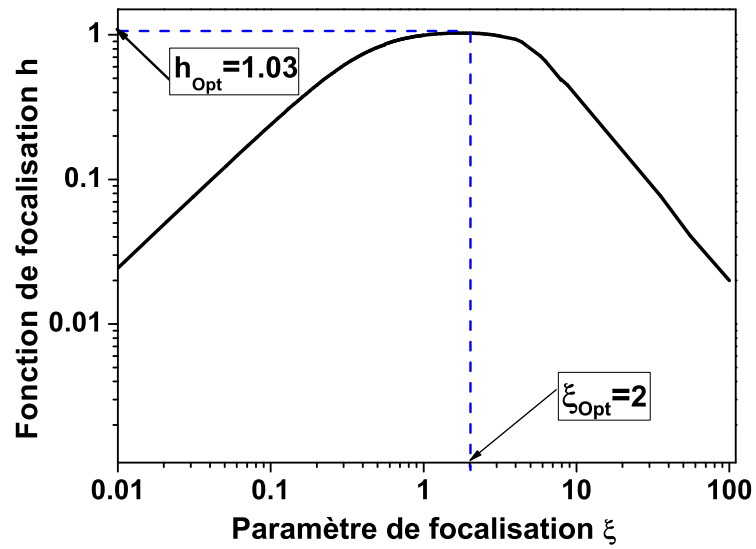


FIGURE 2.9 – Fonction de focalisation optimisée $h(\sigma, \xi) \leq 1.03 \leq h_{max}$ en fonction du paramètre confocal ξ pour $\mu = 0.6$, l'optimum de cette fonction est obtenu pour $\xi \sim 2$.

2.1. GÉNÉRATION PARAMÉTRIQUE DANS LE CAS D'UNE ONDE PLANE

Chapitre 3

Génération de seconde-harmonique (SHG) en cavité externe

L'efficacité de conversion en simple passage de matériaux biréfringents tel que le triborate de lithium est de quelques 10^{-5} W^{-1} , insuffisante pour générer 10 mW d'onde seconde harmonique à partir d'un laser Ti :Sa ne délivrant que 500 mW. La construction d'un résonateur optique amplifiant la puissance fondamentale P_ω disponible face au cristal non-linéaire, devient nécessaire pour atteindre un tel niveau de puissance (Voir équation (1.16) où $P_{2\omega} \propto P_\omega^2$).

3.1 Principe de la SHG en cavité résonante externe

Pour une utilisation optimale de la cavité de surtension, il est important de bien adapter le mode du faisceau laser (*mode-matching*) au mode fondamental TEM_{00} de la cavité afin d'empêcher la déperdition de la puissance de l'onde injectée dans les modes transverses TEM_{mn} . Pour cela, les paramètres géométriques du résonateur sont déduits à partir des matrices ABCD [44, 21], qui nous donne accès à la valeur du waist au centre du premier bras de la cavité pour une adaptation de mode parfait. L'adaptation de mode du faisceau fondamental au mode propre de la cavité SHG est réalisée par la lentille se trouvant devant la cavité à la figure 3.1.

De même l'adaptation d'impédance (*impedance matching*) est très importante pour coupler le maximum de puissance de l'onde fondamentale dans la cavité de surtension compte tenu des pertes sur un aller-retour (pertes passives ε et pertes non linéaires $\varepsilon_{NL} = \Gamma P_c$ liées à la génération de seconde harmonique). La conversion d'une partie de la puissance fondamentale P_ω en puissance seconde harmonique $P_{2\omega}$ est vue par la cavité comme étant des pertes dynamiques additionnelles, proportionnelles à la puissance fondamentale intracavité P_c . L'adaptation d'impédance est optimale lorsque le coefficient de transmission T_1 du coupleur d'entrée égale les pertes (linéaires et non linéaires) sur un aller-retour.

Par ailleurs pour maintenir la résonance de la cavité à l'onde fondamentale et générer en

3.2. RAPPELS THÉORIQUES SUR LA SHG EN CAVITÉ EXTERNE

régime continu une onde seconde harmonique, il est nécessaire d'utiliser un système d'asservissement du résonateur optique afin de maintenir la résonance de pompe, en forçant la longueur optique à valoir un multiple entier donné de la longueur d'onde. Nous présenterons dans l'une des sections suivantes les différentes techniques d'asservissement possibles.

En conclusion, la génération de seconde harmonique en cavité externe permet théoriquement de convertir 100% des photons de l'onde fondamentale vers l'onde harmonique [45]. Expérimentalement, Ou *et al.* ont obtenue une efficacité de conversion $\eta = 85\%$ en utilisant un cristal de KNbO_3 dans une cavité externe [46] et Ast *et al.* ont obtenus récemment grâce à la fois à une bonne adaptation d'impédance et une bonne adaptation de mode, une efficacité de conversion $\eta = 95\%$ [47].

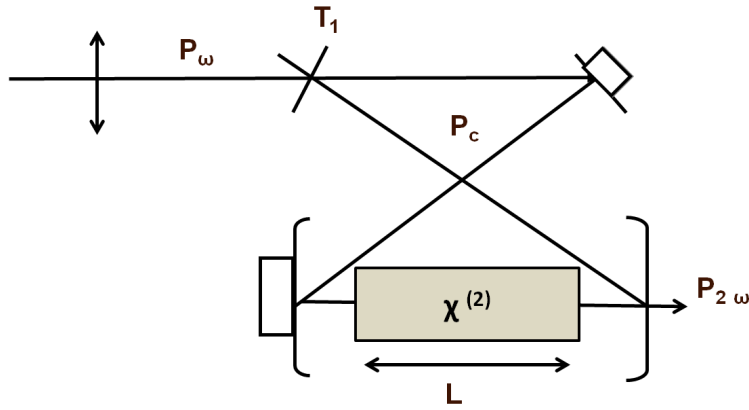


FIGURE 3.1 – Schéma de principe de la génération de seconde harmonique en cavité externe. L'utilisation d'une cavité de surtension permet d'amplifier la puissance de l'onde fondamentale et donc d'augmenter la puissance seconde harmonique générée. La lentille devant la cavité SHG permet d'adapter le mode du faisceau fondamental à celui du résonateur optique afin d'empêcher la déperdition de la puissance dans les modes transverses TEM_{mn} autre que le mode TEM_{00} .

3.2 Rappels théoriques sur la SHG en cavité externe

L'efficacité de conversion externe η (%) est définie comme étant le rapport entre la puissance seconde harmonique générée $P_{2\omega}$ et la puissance fondamentale P_ω incidente à la cavité :

$$\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_\omega^{in}} \quad (3.1)$$

où P_ω^{in} est la puissance de l'onde fondamentale incidente à l'entrée de la cavité SHG et $P_{2\omega} = \Gamma \times P_c^2$ la puissance de l'onde harmonique générée, avec P_c la puissance de l'onde fondamentale intracavité. La puissance intracavité P_c , à résonance, peut être calculée numériquement à partir de l'expression suivante [48, 49] :

$$P_c = \frac{T_1}{\left[1 - \sqrt{(1 - T_1)(1 - \epsilon)(1 - \Gamma P_c)}\right]^2} \times P_\omega^{in} \quad (3.2)$$

avec T_1 le coefficient de transmission du coupleur d'entrée de la cavité. Ainsi l'expression de l'efficacité de conversion externe η est déduite de l'équation (3.2) par l'équation implicite suivante [50] :

$$\sqrt{\eta} \left[2 - \sqrt{1 - T_1^{opt}} \left(2 - \epsilon - \sqrt{\eta P_\omega^{in} \Gamma} \right) \right]^2 - 4T_1^{opt} \sqrt{\Gamma P_\omega^{in}} = 0 \quad (3.3)$$

L'efficacité de conversion externe est d'autant plus élevée que les pertes non linéaires ΓP_c prédominent sur les pertes linéaires ϵ ($\epsilon_{NL} > \epsilon$). Ainsi les pertes liées à la transmission de l'onde fondamentale des miroirs M2, M3 et M4 doivent être minimisées de même que les pertes en réflexion du cristal. L'optimum de conversion est alors réalisé lorsque le couplage de l'onde fondamentale dans la cavité SHG est maximum, correspondant à une adaptation d'impédance optimum. Elle est obtenu lorsque le coefficient de transmission T_1 du coupleur d'entrée égale les pertes sur un aller-retour. On obtient l'expression suivante pour T_1^{opt} en résolvant l'équation $\partial P_c / \partial T_1 = 0$ [50] :

$$T_1^{opt} = \frac{\epsilon}{2} + \sqrt{\left(\frac{\epsilon}{2}\right)^2 + \Gamma P_\omega^{in}} \quad (3.4)$$

Ainsi l'adaptation d'impédance dépend non seulement des pertes intracavité (linéaires ϵ et non linéaires ΓP_c) mais encore de la puissance fondamentale incidente P_ω^{in} . Il est donc important de connaître au préalable la puissance maximale disponible à l'entrée du résonateur avant la mise en oeuvre de la SHG en cavité externe.

La figure 3.2 présente l'efficacité de conversion théorique du triborate de lithium. Elle est optimale pour un waist au centre du cristal LBO de l'ordre de $w_0 = 20 \mu\text{m}$. En outre pour des pertes linéaires $\epsilon = 0.01$, le coefficient de transmission optimisant l'impédance matching est égal à $T_1^{opt} = 0.0127$. Avec cette valeur de T_1 , la valeur de Γ à l'optimum de focalisation, et $P_{in} = 0.5 \text{ W}$ on déduit numériquement alors d'après (3.2) une puissance intracavité $P_c = 35 \text{ W}$ correspondant à une surtension $P_c/P_{in} = 70$. Il en résulte des pertes non linéaires $\epsilon_{NL} = \Gamma P_c = 1.3 \times 10^{-2}$ (en %). Ainsi l'impédance matching n'est pas réalisé et la cavité est sous-couplée.

Dans le cas où l'onde seconde harmonique est absorbée par le cristal tel que dans la génération de seconde harmonique dans le bleu avec le PPKTP [51], un gradient de température apparaît induisant des effets de lentille thermique dans le cristal. L'expression de cette lentille thermique est donnée par la relation suivante [52] :

$$p = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\alpha_{2\omega} P_{2\omega} dn/dT}{\pi K} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dz}{w_{2\omega}^2(z)} \quad (3.5)$$

où dn/dT le coefficient thermo-optique du cristal non linéaire, $\alpha_{2\omega} P_{2\omega}$ est la puissance seconde harmonique absorbée par le cristal et convertie en chaleur, K est la conductivité thermique du milieu non linéaire et $w_{2\omega}$ est le waist du faisceau seconde harmonique

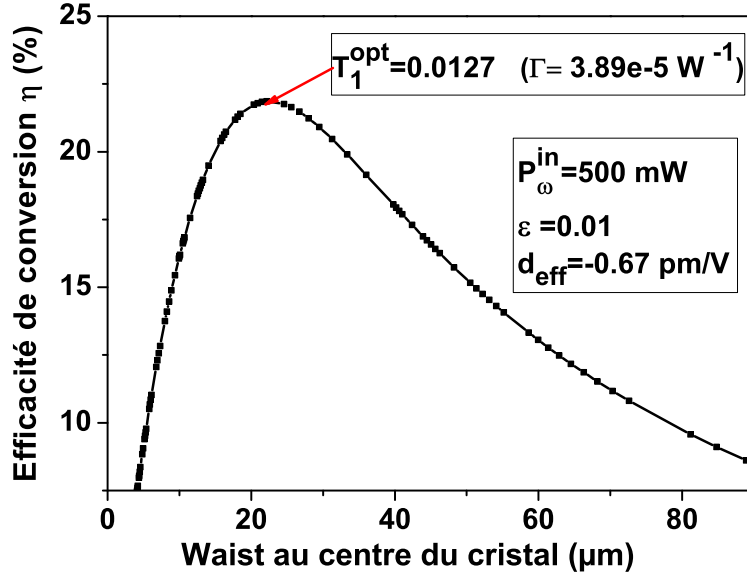


FIGURE 3.2 – Efficacité de conversion externe en fonction du waist au centre du cristal LBO pour une longueur d'onde fondamentale $\lambda_{\omega} = 800 \text{ nm}$, une puissance incidente $P_{\omega}^{\text{in}} = 500 \text{ mW}$ et des pertes linéaires $\varepsilon = 0.01$. La longueur du cristal LBO est prise égale 1 cm. L'accord de phase se faisant dans le plan XY , le coefficient non linéaire $d_{\text{eff}} = d_{32} \cos(\varphi)$ avec $d_{32} = -0.67 \text{ pm/V}$ et $\varphi = 30.67^{\circ}$ l'angle d'accord de phase à 800 nm et 100° C . L'angle de walkoff correspondant à l'onde harmonique est $\rho = 31 \text{ mrad}$.

généralisé. Tel que cela a été observé par Le Targat *et al* [51], les effets de lentilles thermiques déstabilisent l'adaptation de mode de la cavité "froide" et s'accompagnent d'un effet d'auto-asservissement passif de la longueur optique de la cavité tel qu'observé par Douillet *et al* [53] dans le cas d'une cavité OPO en présence d'effet thermique. En présence d'absorption l'efficacité de conversion en simple passage donnée au Chapitre 1, est un peu plus complexe, et s'exprime comme suit :

$$\Gamma = \Gamma_{\text{eff}} + \Gamma_{\text{abs}} \quad (3.6)$$

où Γ_{eff} est l'efficacité de conversion liée à la conversion non linéaire et Γ_{abs} l'efficacité du processus d'absorption de l'onde seconde harmonique, et ont pour expression :

$$\Gamma_{\text{eff}} = \frac{2\omega^2 d^2}{\pi \varepsilon_0 c^3 n_{\omega}^2 n_{2\omega}} L k_{\omega} \exp(-\alpha_{2\omega} L) h(\sigma, \beta, a, \xi) \quad (3.7)$$

$$\Gamma_{\text{abs}} = (\exp(\alpha_{2\omega} L/2) - 1) \Gamma_{\text{eff}} \quad (3.8)$$

avec $k_{\omega} = 2\pi n_{\omega}/\lambda_{\omega}$ et L la longueur du cristal non linéaire et $h(\sigma, \beta, a, \xi)$:

$$h(\sigma, \beta, a, \xi) = \frac{1}{4\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \frac{\exp[-i\sigma(\tau - \tau') - \beta^2(\tau - \tau')^2 - a(\tau + \tau' + 2\xi)]}{(1 + i\tau)(1 - i\tau')} d\tau d\tau' \quad (3.9)$$

3.3. ASSERVISSEMENT ACTIF DE LA LONGUEUR OPTIQUE DU RÉSONATEUR

où $\sigma = \Delta k z_r$ le désaccord de phase normalisé, $\beta = \rho/\delta_{2\omega}$ l'angle de walkoff rapporté à la divergence du faisceau gaussien ($\delta_{2\omega} = \lambda_{2\omega}/\pi n_{2\omega} w_0$) et $a = (\alpha_\omega - \alpha_{2\omega})/z_r$ l'absorption linéaire normalisée. D'où l'expression de l'efficacité de conversion devient :

$$\Gamma = \exp(\alpha_{2\omega} L/2) \Gamma_{eff} = \frac{2\omega^2 d^2}{\pi \varepsilon_0 c^3 n_\omega^2 n_{2\omega}} L k_\omega \exp(-\alpha_{2\omega} L/2) h(\sigma, \beta, a, \xi) \quad (3.10)$$

C'est pour éviter les effets thermiques dus à l'absorption dans le bleu/UV de la plupart des matériaux ferroélectriques en quasi-accord de phase (PPLN, PPSLT, PPKTP etc...)[51, 12] que nous avons choisi d'utiliser le LBO peu onéreux et dont la transparence bleu/UV est meilleure. L'inconvénient du LBO est cependant son très faible coefficient non linéaire par rapport aux matériaux QPM. Par conséquent, il est très difficile de satisfaire au critère $\varepsilon_{NL} \gg \varepsilon$ surtout pour doubler en fréquence un laser de faible puissance comme le nôtre. Le critère d'adaptation d'impédance non linéaire optimale devient alors très critique lorsque $\varepsilon \ll \varepsilon_{NL}$, requérant des coupleurs d'entrée de transmission $T_1 > 99\%$ précise au dixième près. Alors que lorsque $\varepsilon_{NL} \gg \varepsilon$, T_1^{opt} décroît très vite vers 90 - 95% et la tolérance en T_1 au voisinage de l'optimum devient non critique.

3.3 Asservissement actif de la longueur optique du résonateur

Pour asservir la cavité (PRRSO ou SHG) sur la fréquence incidente du laser Ti :Sa, il est nécessaire d'élaborer un signal d'erreur qui une fois intégré par un filtre correcteur réagit sur la longueur de la cavité. Les méthodes d'asservissement les plus couramment utilisées sont :

- La méthode Hansch-Couillaud [54] qui utilise des effets de polarisation pour construire le signal d'erreur sans aucune modulation de fréquence ou d'amplitude. Cette technique, originellement inventée par Hansch et Couillaud en mode réflexion, a été récemment étendue en mode transmission par Vainio *et al.* [55].
- La méthode de spectroscopie de modulation qui consiste à moduler la fréquence incidente ou la longueur de la cavité à une fréquence f_m (10 - 100 kHz), la modulation d'intensité qui s'ensuit suite à la discrimination de la frange est ensuite démodulée dans un amplificateur à détection synchrone pour tirer un signal d'erreur proportionnelle à la dérivée de la frange d'Airy.
- La technique de Pound-Drever-Hall [56, 57], qui est la plus couramment utilisée pour sa robustesse et sa grande plage de capture proportionnelle à la fréquence de modulation dans le domaine radio-fréquence f_{RF} .

Pour asservir les cavités PRRSO et SHG, nous avons opté pour la méthode PDH pour sa robustesse et sa grande plage de capture. Nous allons donc décrire cette méthode plus en détails dans la section suivante.

3.3. ASSERVISSEMENT ACTIF DE LA LONGUEUR OPTIQUE DU RÉSONATEUR

3.3.2 Signal d'erreur dispersif

Nous allons maintenant dériver la forme du signal d'erreur PDH [57].
Le champ pompe incident à la cavité OPO a pour expression :

$$E_{inc} = E_0 \exp [i(\omega t + \beta \sin f_{RF} t)] \quad (3.11)$$

Ce champ peut être développé sous la forme d'une série de Bessel :

$$E_{inc} = E_0 [J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin f_{RF} t] \exp(i\omega t) \quad (3.12)$$

Réécrivons l'expression précédente de façon à expliciter la porteuse optique et les bandes latérales formant le champ pompe E_{inc} :

$$E_{inc} = E_0 \{J_0(\beta) \exp(i\omega t) + J_1(\beta) \exp[i(\omega + f_{RF})t] - J_1(\beta) \exp[i(\omega - f_{RF})t]\} \quad (3.13)$$

Le champ pompe réfléchi par le coupleur d'entrée de la cavité OPO a pour expression :

$$E_r = E_{inc} \{H_r(\omega)J_0(\beta) \exp[i\omega t] + H_r(\omega + f_{RF})J_1(\beta) \exp[i(\omega + f_{RF})t] - H_r(\omega - f_{RF})J_1(\beta) \exp[i(\omega - f_{RF})t]\} \quad (3.14)$$

où

$$H_r(\omega) = \frac{-r_1 + \sqrt{(1-a)(1-a_{NL})} r_1^3 e^{(-i\omega/\Delta\nu_{FSR})}}{1 - \sqrt{(1-a)(1-a_{NL})} r_1 r_1^3 e^{(-i\omega/\Delta\nu_{FSR})}}$$

est la reflectance de la cavité OPO (Annexe B), avec $\Delta\nu_{FSR} = c/2L$ l'intervalle spectrale libre de la cavité OPO et L sa longueur optique. a sont les pertes liées à l'absorption du cristal et a_{NL} les pertes non linéaires, traduisant la conversion de la puissance pompe au dessus du seuil d'oscillation en puissance signal et idler.

L'intensité pompe réfléchi par le miroir $M1$ et détectée par la photodiode rapide, a pour expression :

$$I_r = I_{oc}|H_r(\omega)|^2 + I_{sd} [|H_r(\omega + f_{RF})|^2 + |H_r(\omega - f_{RF})|^2] + 2\sqrt{I_{oc}I_{sd}} \{Re[H_r(\omega)H_r^*(\omega + f_{RF}) - H_r^*(\omega)H_r(\omega - f_{RF})] \cos f_{RF} t + Im[H_r(\omega)H_r^*(\omega + f_{RF}) - H_r^*(\omega)H_r(\omega - f_{RF})] \sin f_{RF} t\} + (\text{termes en } 2f_{RF}) \quad (3.15)$$

où $I_{oc} = J_0^2(\beta)I_0$ est l'intensité dans la porteuse optique et $I_{sd} = J_1^2(\beta)I_0$ l'intensité dans les bandes latérales. Les termes à la fréquence angulaire $2f_{RF}$ ne sont pas détaillés, car ils sont filtrés électroniquement après démodulation (Fig. 3.3), ainsi seuls les termes à la fréquence angulaire f_{RF} persistent, et contiennent toute l'information sur la phase et l'amplitude du champ réfléchi.

Du fait d'une fréquence de modulation très grande devant de la largeur de raie de la

3.3. ASSERVISSEMENT ACTIF DE LA LONGUEUR OPTIQUE DU RÉSONATEUR

résonance ($f_{RF} \gg \Delta\nu$), les bandes latérales constituant le champ pompe incident E_{inc} sont totalement réfléchies, en d'autres termes $H_r(\omega \pm f_{RF}) = -1$ et $H_r(\omega)H_r^*(\omega + f_{RF}) - H_r^*(\omega)H_r(\omega - f_{RF}) = 2i \operatorname{Im}\{H_r(\omega)\}$. L'équation (3.15) devient alors :

$$I_r = I_{oc}|H_r(\omega)|^2 + 2I_{sd} - 4\sqrt{I_{oc}I_{sd}} \{ \operatorname{Im}\{H_r(\omega)\} \sin f_{RF} t \} + (\text{termes en } 2f_{RF}) \quad (3.16)$$

Après démodulation, le signal d'erreur obtenu a pour expression :

$$\varepsilon = -4\sqrt{I_{oc}I_{sd}} \operatorname{Im}\{H_r(\omega)\} \quad (3.17)$$

Au voisinage de la résonance, la réflectance devient quasi-nulle $|H_r(\omega)|^2 \simeq 0$, et un développement de Mac-Laurin au premier ordre, donne l'expression suivante pour le signal d'erreur :

$$\varepsilon \simeq -\frac{4}{\pi} \sqrt{I_{oc}I_{sd}} F \frac{\delta\omega}{\nu_{FSR}} \quad (3.18)$$

où

$$F = \frac{\pi [(1-a)(1-a_{NL}) R_1 R^3]^{\frac{1}{4}}}{1 - \sqrt{(1-a)(1-a_{NL}) R_1 R^3}}$$

est la finesse du résonateur et $\delta\omega$ est le désaccord à la résonance de la cavité OPO.

Sur la figure 3.4 le signal d'erreur PDH est représenté en fonction de la fréquence $\nu = \omega/2\pi$ pour une fréquence de modulation de phase de $f_{RF} = 50$ MHz et pour deux valeurs de la finesse F de la cavité.

La pente du signal d'erreur au voisinage de la résonance (equation (3.18)), dépend de la finesse de la cavité OPO et de l'indice de modulation β via les intensités I_{oc} et I_{sd} . Afin de s'affranchir des bruits électroniques, la pente du signal d'erreur au voisinage de la résonance est optimisée par rapport à l'indice de modulation β .

En conclusion, la génération de seconde harmonique en cavité externe augmente le degré de complexité expérimental par rapport à l'expérience en simple passage. En effet car il faut veiller d'une part à ce que l'adaptation de mode et d'impédance soit optimale, et d'autre part à ce que les pertes non linéaires intracavité excèdent les pertes linéaires. De plus un asservissement actif de la cavité est nécessaire pour la maintenir en résonance avec l'onde fondamentale et obtenir une puissance seconde harmonique continue mais nettement supérieure à celle obtenue en simple passage.

3.3. ASSERVISSEMENT ACTIF DE LA LONGUEUR OPTIQUE DU RÉSONATEUR

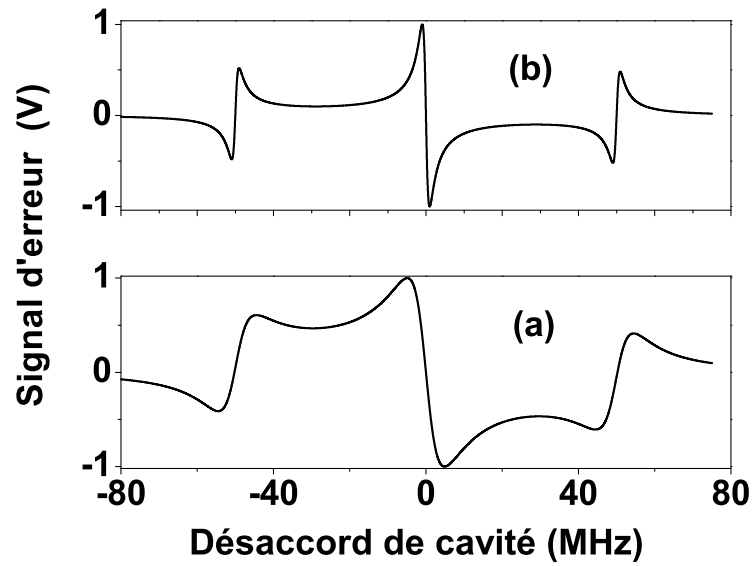


FIGURE 3.4 – Signal d'erreur théorique du PDH pour des finesse de cavité : (a) $F = 80$ et (b) $F = 300$. Plus la finesse de la cavité est importante et plus la pente du signal d'erreur à l'origine est importante.

3.3. ASSERVISSEMENT ACTIF DE LA LONGUEUR OPTIQUE DU RÉSONATEUR

Deuxième partie

Conception et réalisation d'un oscillateur paramétrique générant un octave de longueur d'onde IR (1.8 – 3.6 μm)

Chapitre 4

Conception de la cavité (OPO) résonant sur les ondes pompe et signal.

Dans ce chapitre nous allons détailler la conception de l'oscillateur paramétrique optique résonant sur la pompe et le signal, et pompé par un laser titane-saphire (Ti :Sa) continu, mono-fréquence et accordable autour de 800 nm. Nous présenterons tout d'abord le laser Ti :Sa ainsi que son mode de fonctionnement, puis nous rappellerons les propriétés physiques du niobate de lithium avant d'aborder la conception de la cavité PRSRO. Nous terminerons ce chapitre par la description du dispositif expérimental et du protocole d'alignement de la cavité OPO.

4.1 Le laser titane saphir continu, monofréquence et accordable

4.1.1 Unidirectionnalité de la cavité Ti :Sa

Le fonctionnement unidirectionnel de ce laser est assuré par l'association d'un rotateur de Faraday à un système de trois miroirs non coplanaires (miroirs entourés en rouge à la figure 4.1). Le rotateur de Faraday fait tourner la polarisation du faisceau d'un angle indépendant de son sens de propagation, puis les miroirs non coplanaires viennent compenser cette rotation dans un sens de propagation et l'augmenter dans l'autre. L'étalon épais (Fig. 4.1) étant placé à angle de Brewster, introduit davantage de pertes à l'onde contrepropagante (sens trigonométrique négatif). Le gain homogène de ce laser est ensuite saturé par le mode ayant subi le moins de perte, à savoir le mode se propageant dans le sens trigonométrique positif.

4.1. LE LASER TITANE SAPHIR CONTINU, MONOFRÉQUENCE ET ACCORDABLE

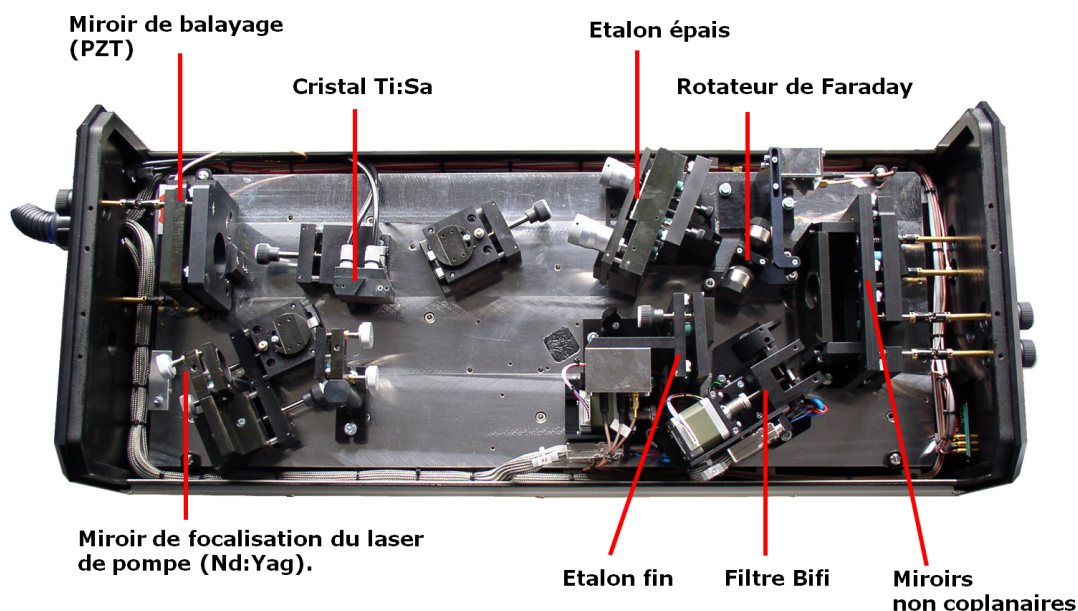
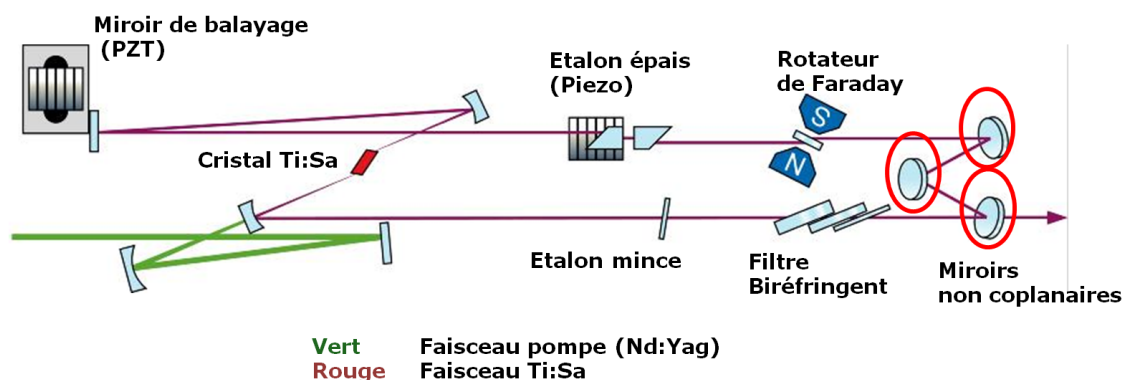


FIGURE 4.1 – Cavité en anneau unidirectionnelle du laser Ti :Sa. Quatre types d’optique forment ce laser Ti :Sa : (i) un milieu actif (le Ti :Sa, $Ti-Al_2O_3$), (ii) des optiques forçant le fonctionnement unidirectionnel de la cavité laser (le rotateur de Faraday et les miroirs non coplanaires entourés en rouge), (iii) des optiques forçant le fonctionnement monomode du laser (l’étalon épais, l’étalon fin, et le filtre biréfringent (Bifi)), (iv) des optiques de renvoi et de détection (miroirs et photodiode).

4.1.2 Fonctionnement monomode et accordabilité du laser Ti :Sa

La courbe de fluorescence du cristal Ti :Sa est très large (690 nm et 1.015 μm correspondant à quelques centaines de THz, nous utilisons pour ce travail le jeu de miroirs traités HR entre 750 et 870 nm). Le fonctionnement monomode longitudinal est réalisée via la combinaison de trois éléments sélectifs en fréquence (figure 4.2) : un filtre biréfringent (Bifi), un étalon

4.2. LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM (PPMGCLN) EN QUASI-ACCORD DE PHASE

mince et un étalon épais. Le filtre biréfringent est constitué de 3 lames biréfringentes en quartz et dont les axes optiques sont orientés de façon être parallèles afin qu'elles sélectionnent toutes le même mode. Ce premier élément supporté par un moteur permet de sélectionner une gamme spectrale de quelques centaines de GHz. Puis un étalon mince (une lame en quartz d'épaisseur 400-750 μm et dont le $FSR = 130$ GHz) monté sur un moteur afin de pouvoir modifier l'épaisseur optique de la lame et par conséquent la fréquence du laser. L'étalon épais à lame d'air ($FSR=20$ GHz) est formé de deux prismes dont l'un est supporté par une calle piézoélectrique afin de permettre un balayage du laser sur 50 MHz sans saut de mode. Le fonctionnement monomode est obtenu lorsque les pics des franges en transmission de ces trois filtres coïncident.

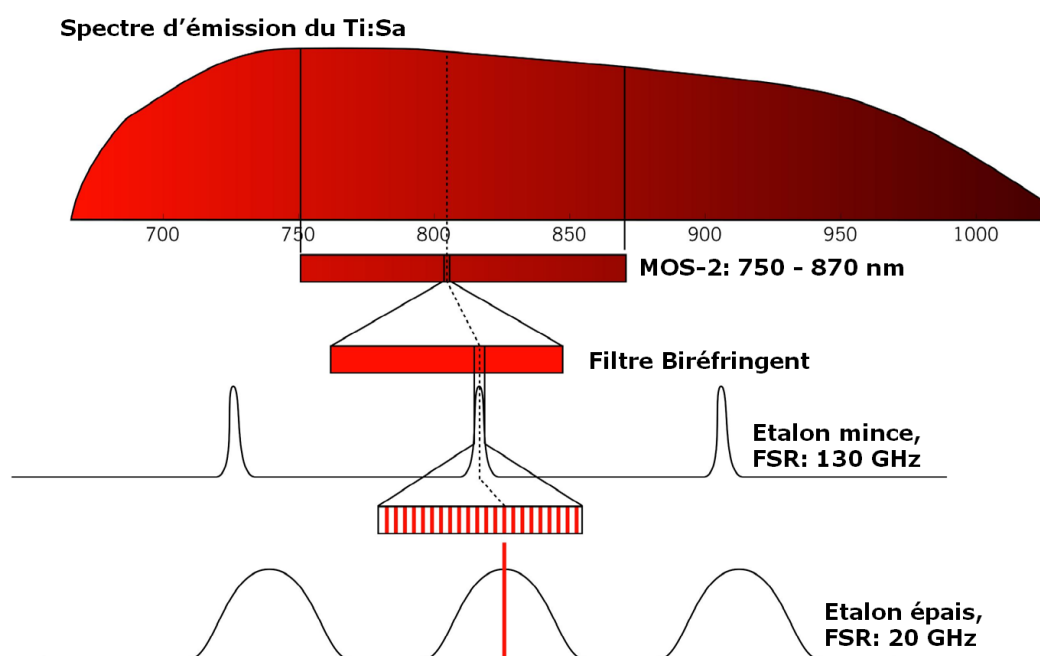


FIGURE 4.2 – Principe de la sélection de longueur d'onde dans le laser Ti :Sa. La sélection d'un mode longitudinal s'opère par l'intermédiaire de trois filtres : l'étalon épais, l'étalon mince et le filtre biréfringent. Le mode qui oscille dans la cavité Ti :Sa correspond au mode qui subit le moins de pertes lors de son passage à travers ces trois filtres. Autrement dit le mode saturant le gain homogène de ce laser est celui qui fait coïncider les pics des franges de transmission de chaque filtre.

4.2 Le cristal de niobate de lithium (ppMgCLN) en quasi-accord de phase

Dans cette section, nous allons brièvement rappeler les propriétés physiques du cristal de niobate de lithium.

4.2.1 Propriétés optiques

4.2.1.1 Fenêtre de transparence

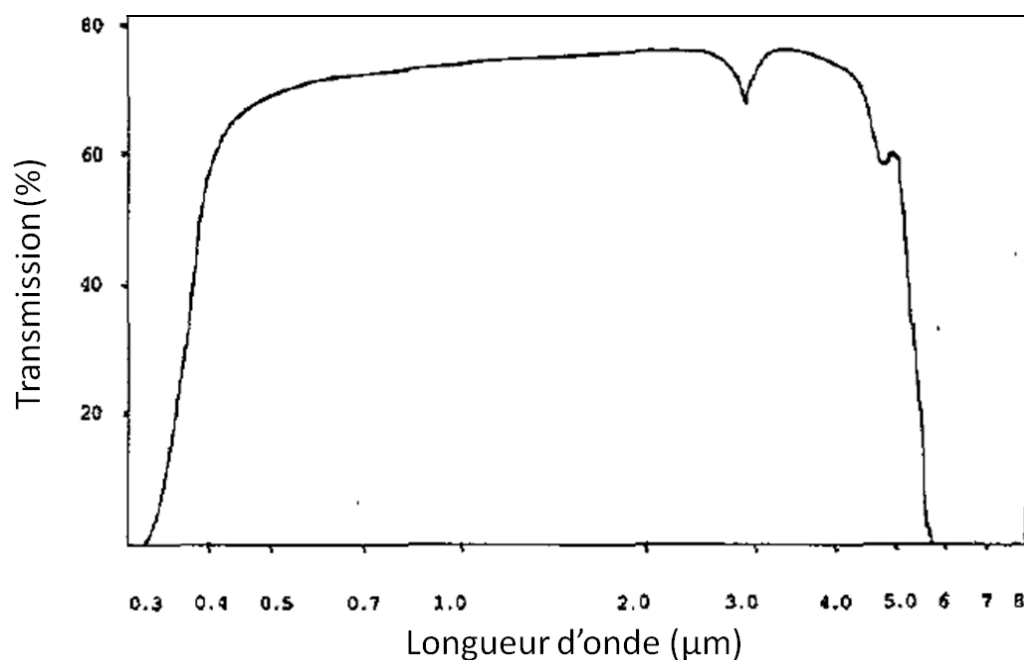


FIGURE 4.3 – Fenêtre de transparence du LiNbO_3 . Le pic d'absorption au voisinage de 3 microns est dû à la contamination de la maille cristalline par des radicaux OH^- (vapeur d'eau). La bande de transparence IR est limitée par des processus d'absorption multi-phonons.

La fenêtre de transparence du niobate de lithium à $T = 50\%$ s'étend de 350 nm à 5 μm , ce qui fait de ce cristal un bon candidat pour la génération paramétrique dans le domaine infrarouge moyen (MIR). La figure (Fig. 4.3) présente la courbe de transmission d'un cristal LiNbO_3 non traité publié par Lawrence en 1993 [58].

Comme la plupart des matériaux ferroélectriques (KTiOPO_4 , KNbO_3 , LiTaO_3), le LiNbO_3 congruent présente une sensibilité aux dommages photo-réfractifs lorsqu'il est illuminé par de la radiation dans le domaine visible ou UV. Ces dommages, souvent réversibles, sont dus au déplacement de charges électriques suite à l'illumination par de la radiation visible, déplacement de charges qui modifient localement l'indice de réfraction. Le matériau est souvent dopé avec 5% à l'oxyde de magnésium ($\text{MgO} : \text{LiNbO}_3$) afin de diminuer sa sensibilité à ces effets photo-réfractifs, qui par ailleurs peuvent être minimisés en chauffant le cristal à $T > 90^\circ \text{C}$. Le cristal de LiNbO_3 dopé 5%-MgO en quasi-accord de phase (QPM) utilisé ici est fabriqué par HC Photonics Corp (Taiwan) à partir d'une gaufrette (*wafers*) de 5%-MgO : LiNbO_3 congruent. Nous le dénoterons couramment par la dénomination abrégée usuelle "ppMgCLN".

4.2.1.2 Tenseur de susceptibilité de second ordre

Le niobate de lithium (LiNbO_3) est un matériau ferro-électrique (donc présentant une polarisation macroscopique spontanée suivant son axe cristallographique ($c \equiv Z$) non centro-symétrique cristallisant suivant une maille trigonale et appartenant au groupe de symétrie $3m$. Il fut utilisé pour la première fois dans un processus de génération paramétrique en accord de phase par biréfringence en 1965 par Giordaine *et al.* [32], puis avec l'apparition des méthodes d'inversions de domaines de polarisation dans les années 1990 le PPLN est devenu le matériau non linéaire le plus populaire du fait de son grand coefficient non linéaire polaire ($d_{33} = 27.2 \text{ pm/V}$ [59, 60]). Le LiNbO_3 en quasi-accord de phase fut utilisé pour la première fois dans les processus de génération paramétrique par Myers *et al.* en 1995 [61]. Rappelons que pour cette classe de symétrie cristalline, le tenseur des coefficients non linéaires $d_{ih}^{(2)}$ donné par l'équation (1.5), se trouve simplifié et s'écrit :

$$d_{ih}^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Dans le cas d'un cristal de niobate de lithium congruent, ces coefficients valent [59, 60] :

$$\begin{aligned} d_{22}(1064nm) &= 2.10 \pm 0.21pm/V \\ d_{31}(1064nm) &= -4.35 \pm 0.44pm/V \\ d_{33}(1064nm) &= -27.20 \pm 2.70pm/V \end{aligned}$$

Le coefficient non linéaire d_{33} est au moins 6 fois plus grand que les autres éléments du tenseur $d_{ih}^{(2)}$. Nous avons vu dans le Chapitre 1 que le coefficient polaire d_{33} (le plus élevé) ne pouvait pas être couplé par un processus paramétrique accordé en phase par biréfringence. Il ne peut être couplé que lorsque les 3 ondes du mélange non linéaires sont polarisées suivant l'axe polaire (Z) suivant lequel le champ électrique d'inversion de polarisation est appliqué (de l'ordre de 20 kV/mm pour du LiNbO_3 congruent, i.e. non stoechiométrique). Grâce à la technique d'inversion périodique de polarisation des matériaux ferroélectriques, la conversion non linéaire est optimisée en polarisant toutes les ondes suivant l'axe Z afin de tirer profit de ce coefficient non linéaire. Lorsque les ondes sont polarisées suivant (Z), on parle de QPM de type-0 (eee), seul capable de coupler le coefficient d_{33} . Cependant il est à noter qu'un QPM de type-II (oeo) ou (eoe) - avec deux ondes polarisées orthogonalement et adressant les autres éléments plus faibles du tenseur de susceptibilité non linéaire (4.1) - est possible. Le QPM de type-II est souvent utilisé pour contourner la difficulté de fabrication de domaines d'inversion de périodes de l'ordre de quelques microns, comme pour la génération de fréquence dans le domaine spectral bleu/UV.

4.2.1.3 Indices de réfraction

Nous ne considérerons dans ce paragraphe que l'interaction réalisée par quasi-accord de phase de type 0 (eee), correspondant à une polarisation de toutes les ondes suivant l'axe extraordinaire. Afin de calculer les propriétés d'accord de phase de tout matériau non

4.2. LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM (PPMGCLN) EN QUASI-ACCORD DE PHASE

linéaire (équation (1.24) du chapitre 1), il est nécessaire de connaître les relations de dispersion des nappes d'indice ordinaire et extraordinaire (équations dites de Sellmeier). Une donnée importante pour un cristal QPM est aussi la dépendance en température de ces indices (propriétés thermo-optiques), puisque l'accord de phase QPM se fait en général par la température. La variation de l'indice extraordinaire n_e du niobate de lithium dopé par 5% de MgO est donnée par la relation de Sellmeier suivante (les plus précises à ce jour) publiée par O. Gayer *et al.* [62] :

$$n_e^2(\lambda, T) = a_1 + b_1 f(T) + \frac{a_2 + b_2 f(T)}{\lambda^2 - [a_3 + b_3 f(T)]^2} + \frac{a_4 + b_4 f(T)}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2 \quad (4.3)$$

où $f(T) = (T - 24.5^\circ \text{C})(T + 570.82)$ et les coefficients de Sellmeier a_1, \dots, a_6 et b_1, \dots, b_4 sont donnés dans le tableau (Tab. 4.1). Nous rappelons que la condition de quasi-accord de phase pour un QPM d'ordre $m = 1$ ($\Delta k = k_p - k_s - k_i - 2\pi/\Lambda = 0$) s'écrit en fonction des indices et de la période Λ du réseau périodique :

$$\frac{n_e(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n_e(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{n_e(\lambda_i, T)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda(T)} = 0 \quad (4.4)$$

où λ_p , λ_s et λ_i sont respectivement les longueurs d'onde pompe, signal et idler, vérifiant la relation de conservation de l'énergie $\lambda_p^{-1} = \lambda_s^{-1} + \lambda_i^{-1}$. $\Lambda(T) = \Lambda_0[1 + \alpha(T - 25^\circ \text{C}) + \beta(T - 25^\circ \text{C})^2]$ est la dépendance en température des pas de réseau du PPLN, avec Λ_0 le pas de réseau à température ambiante, et avec $\alpha = 1.54 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ et $\beta = 5.3 \times 10^{-9} \text{ K}^{-2}$ les coefficients de dilatation thermique du niobate de lithium publiés par Paul *et al.* [63]. $n_e(\lambda_p, T)$, $n_e(\lambda_s, T)$, $n_e(\lambda_i, T)$ sont respectivement les indices de réfraction extraordinaire des ondes pompe, signal et idler (suivant l'axe diélectrique principal Z).

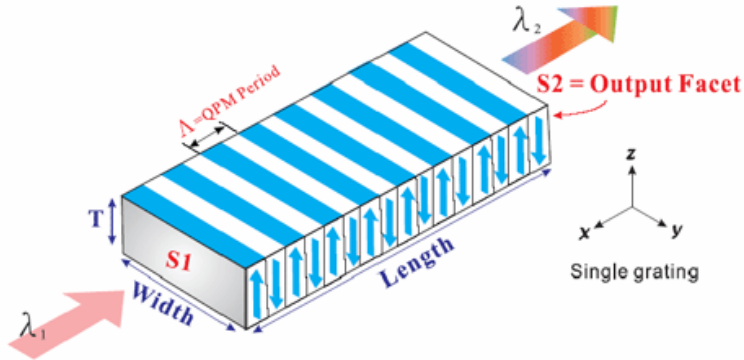


FIGURE 4.4 – Cristal de LiNbO_3 fabriqué par HC photonics. Les dimensions du cristal utilisé expérimentalement sont : $T = 0.5 \text{ mm}$, $W = 1.13 \text{ mm}$ et $L = 50 \text{ mm}$. Il possède 9 réseaux dont les périodes sont comprises entre $\Lambda_0 = 20.6 \mu\text{m}$ et $\Lambda_0 = 23.4 \mu\text{m}$ par pas de $0.35 \mu\text{m}$.

Cette équation permet de déterminer la période $\Lambda_0 = \Lambda(T_0 = 22^\circ \text{C})$ à température ambiante qu'il faut inscrire sur le réseau afin de réaliser un quasi-accord de phase à une température donnée choisie par l'utilisateur, par exemple à $T = 100^\circ \text{C}$ pour échapper aux

4.2. LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM (PPMGCLN) EN QUASI-ACCORD DE PHASE

effets photo-réfractifs. Il s'ensuit que la connaissance du coefficient de dilatation thermique du LiNbO_3 suivant ses axes cristallographiques principaux (X,Y,Z) est primordiale. Dans le ppMgCLN multi-réseaux utilisé, de longueur $L = 50$ mm, d'épaisseur $T = 0.5$ mm, et de largeur $W=1.13$ mm (contenant 9 réseaux) la propagation des ondes polarisée suivant (Z) se fait le long de l'axe (X) qui est donc l'axe des pas du réseau d'inversion. Les coefficients de dilatation thermique α et β de la formule de Paul se réfèrent donc à l'expansion thermique du LN suivant l'axe X.

Paramètre	Valeur
a_1	5.756
a_2	0.0983
a_3	0.2020
a_4	189.32
a_5	12.52
a_6	1.32×10^{-2}
b_1	2.860×10^{-6}
b_2	4.700×10^{-8}
b_3	6.113×10^{-8}
b_4	1.516×10^{-4}

TABLE 4.1 – Coefficient de Seillmeier du niobate de lithium dopé avec 5% de MgO.

4.2.2 Acceptance en température

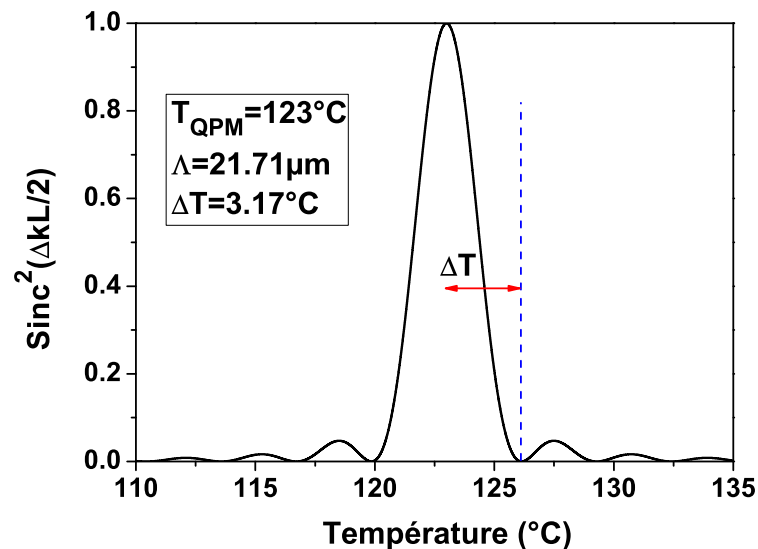


FIGURE 4.5 – Acceptance en température de l'interaction paramétrique du PPLN avec une longueur d'onde pompe $\lambda_p = 795\text{nm}$ et une période de réseau $\Lambda_0 = 21.72\mu\text{m}$.

Une fois déterminé les paramètres de QPM pour un mélange à 3 ondes donné, il est impor-

4.2. LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM (PPMGCLN) EN QUASI-ACCORD DE PHASE

tant de déterminer quelle est sa tolérance lorsqu'un des paramètres expérimentaux, comme la température du four hébergeant le cristal ou la longueur d'onde de pompe λ_p , fluctuent. L'acceptance en température ΔT est définie comme étant l'écart en température par rapport à la température de quasi-accord de phase T_{QPM} , telle que $\Delta kL = \pm 2\pi$. Avec cette définition, l'acceptance "ondes planes" est définie non pas à mi-hauteur de la fonction sinus cardinal carrée $\text{sinc}^2(\Delta kL/2)$, mais plutôt à $4/\pi^2 = 0.405$. Elle est de l'ordre de $\Delta T = 3$ ° C pour le LiNbO₃ lorsque $\lambda_p = 795$ nm et $L \in [20.6 \mu\text{m}, 22 \mu\text{m}]$ (Fig. 4.5).

De ce fait une stabilité en température de l'ordre de ± 0.1 °C du four chauffant le cristal PPLN est suffisante pour maintenir la condition $\Delta k(T) = 0$. De la même façon, l'acceptance spectrale du quasi-accord de phase $\Delta k(\lambda_p)$ doit être évaluée pour λ_s et T fixé, en faisant varier λ_p . On trouve par le calcul $\Delta\lambda_p = 0.04$ nm, soit $\Delta\nu_p = 18$ GHz. Compte tenu de la stabilité en fréquence du laser de pompe (le résonateur est monté sur une plaque d'Invar massive) et de sa pureté spectrale ($\Delta\nu_{laser} \sim 2 - 3$ MHz sur la seconde), on a bien $\Delta\nu_{laser} \ll \Delta\nu_p$. Notons enfin que la Figure 4.5 est une représentation ondes planes de l'acceptance en température. En réalité pour des ondes focalisées, un élargissement de l'acceptance dû aux effets de focalisation peut doubler, voir tripler les valeurs d'acceptance comme nous l'avons vu précédemment (Fig.2.8).

4.2.3 Cristal ppMgCLN utilisé expérimentalement

Le cristal de LiNbO₃ à inversion de domaines de polarisation utilisé dans ce travail, est dopé par 5% de MgO afin d'abaisser le seuil de dommage photoréfractif (ppMgCLN, dimension $12 \times 0.5 \times 50$ mm³)[64]. Il a été fabriqué par HC Photonics Corp.(Taïwan) à partir d'un masque photo-lithographique commercial contenant 9 réseaux (A-I avec des pas $\Lambda_0 = 20.6 - 23.4 \mu\text{m}$). Les courbes de quasi-accord de phase théoriques, calculée à partir des équations de Sellmeier publiées par Gayer *et al.* (Eq.(4.3)) sont représentées sur la figure (Fig. 4.6).

La figure (Fig. 4.6), montre que seulement 5 réseaux (A-E) satisfont à la condition de QPM pour une pompe à 795 nm et une gamme de température entre 30 ° C et 200 ° C. Du fait de la dispersion du LiNbO₃ et de la courte longueur d'onde pompe ($\lambda_p = 795$ nm), il existe deux paires (λ_s, λ_i)- représentées par les symboles "carré" et "cercle vide" - vérifiant la condition de QPM pour une température donnée. Ce phénomène de rebroussement (*retracing*) des courbes de phase-matching, donnant lieu à plus d'une paire de solutions à l'équation $\Delta k = 0$, est dû à la dispersion du LiNbO₃. A des longueurs d'onde pompe plus grandes comme par exemple à 1064 nm, ce phénomène de rebroussement disparaît et seul une paire (λ_s, λ_i) vérifie la condition de QPM [62, 65, 66].

Dans le cas du LiNbO₃, une seule branche signal et idler persiste lorsque la longueur d'onde pompe est supérieure ou égale à 850 nm. A cette longueur d'onde la puissance du Ti :Sa incidente à la cavité OPO est inférieure à 300 mW (contre 500 mW à 795 nm) et l'impédance matching est nettement moins bonne qu'à 795 nm, ce qui nous oblige à travailler à 795 nm. De plus le revêtement diélectrique des miroirs (substrat de CaF₂) de la cavité OPO couvre les deux branches signal (HR à 0.97 – 1.6 μm), ce qui implique que les

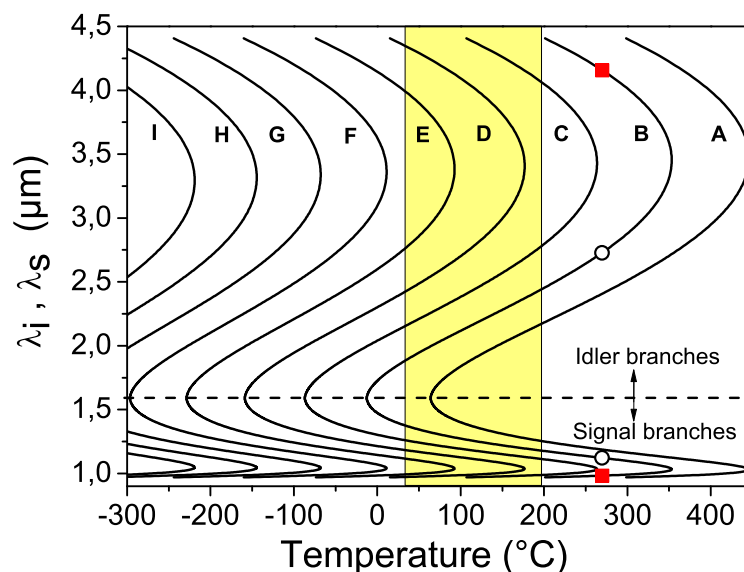


FIGURE 4.6 – Courbes théoriques de quasi-accord de phase avec une pompe $\lambda_p = 795$ nm pour les 9 réseaux du cristal PPLN. Les périodes des réseaux Λ_0 à température ambiante spécifiées par le fabricant sont : (A : $\Lambda_0 = 20.6 \mu\text{m}$, B : $\Lambda_0 = 20.95 \mu\text{m}$, C : $\Lambda_0 = 21.3 \mu\text{m}$, D : $\Lambda_0 = 21.65 \mu\text{m}$, E : $\Lambda_0 = 22 \mu\text{m}$, F : $\Lambda_0 = 22.35 \mu\text{m}$, G : $\Lambda_0 = 22.7 \mu\text{m}$, H : $\Lambda_0 = 23.05 \mu\text{m}$, I : $\Lambda_0 = 23.4 \mu\text{m}$). La zone ombrée représente la gamme de température accessible par le four utilisé, et la ligne en pointillés ayant pour ordonnée $2\lambda_p$ (point de dégénérescence de la génération paramétrique) représente la séparation entre les branches signal et idler.

deux paires (λ_s, λ_i) vérifiant la condition de QPM à une température donnée peuvent éventuellement osciller. Cependant le gain paramétrique est un gain homogène ce qui implique qu'une seule paire (λ_s, λ_i) pourra osciller du fait de la saturation du gain. En pratique la paire qui verra le moins de pertes intra-cavité (donc le gain le plus élevé, ne serait-ce que de très peu) aura le seuil d'oscillation le plus faible, et prendra le pas sur l'autre paire. Nous nous attendons à ce que la paire (λ_s, λ_i) correspondant à la longueur d'onde idler la plus petite oscille (appartenant à la branche idler du bas $\lambda_i \in [1.59 \mu\text{m}, 3.5 \mu\text{m}]$) du fait d'une plus forte absorption du cristal aux longueurs d'onde supérieures à $3.5 \mu\text{m}$ (Figure 4.3).

4.3 Dimensionnement de la cavité OPO

Dans cette section, nous allons déterminer par le calcul les valeurs de waists optimaux maximisant le gain paramétrique afin de pouvoir construire le résonateur adéquat.

4.3.1 Matrice de propagation

Considérons une cavité OPO en anneau (figure Fig. 4.7), formée par 2 miroirs plans M1 et M2 et deux miroirs sphériques M3 et M4 de rayon de courbure R . Le cristal de niobate

4.3. DIMENSIONNEMENT DE LA CAVITÉ OPO

de lithium de longueur L et d'indice de réfraction $n = 2.21$ est placé entre les miroirs sphériques.

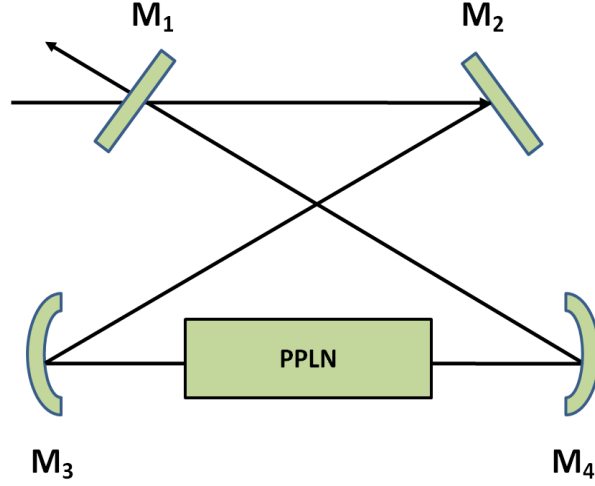


FIGURE 4.7 – Configuration en anneau de la cavité OPO. Les miroirs M1 et M2 sont plans et les miroirs M3 et M4 sont sphériques de rayon de courbure R .

Notons Λ la longueur totale de la cavité OPO, L_1 la distance entre les miroirs sphériques et L_2 la distance égale à $\Lambda - L_1$. La matrice ABCD [67] évaluée au centre du bras M1-M2 après un aller-retour s'écrit :

$$\begin{pmatrix} 1 & \frac{L_2}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_1-L}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_1-L}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_2}{L_1} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

où,

$$\begin{aligned} A &= -\frac{nR(2\Lambda - R) + 2L(n-1)(L_2 - R) - 2nL_1L_2}{nR^2} \\ B &= -\frac{(-R + L_2)(nRL_2 - nL_1L_2 + nLL_2 - LL_2 - nRL + nRL_1 + RL)}{nR^2} \\ C &= -\frac{4[n(R - L_1) + (n-1)L]}{nR^2} \\ D &= -\frac{nR(2\Lambda - R) + 2L(n-1)(L_2 - R) - 2nL_1L_2}{nR^2} \end{aligned}$$

Remarquons que pour une telle cavité symétrique nous avons $A = D$. ceci implique que la position des deux waists est exactement au milieu des bras M1-M2 et M3-M4.

4.3.2 Expression des waist

4.3.2.1 Waist au centre du bras M1-M2

Le rayon de courbure complexe $q_1 = iz_{r1}$ de l'onde pompe est déterminée au centre du bras M1-M2 en appliquant la condition de self-consistance du résonateur, traduisant l'invariance

du rayon de courbure et du waist après un aller-retour dans le résonateur. L'expression du rayon de courbure complexe en fonction des éléments de la matrice ABCD est donnée par la relation suivante [67] :

$$q_1 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (4.6)$$

qui peut se mettre sous la forme suivante :

$$Cq_1^2 + (D - A)q_1 - B = 0 \quad (4.7)$$

Comme nous remarquons que les éléments diagonaux A et D de la matrice de self-consistance sont égaux, ($A = D$), le rayon de courbure q_1 a pour expression :

$$q_1 = i\sqrt{\frac{B}{C}} \quad (4.8)$$

Et le waist au centre du bras M1-M2 a pour expression :

$$w_{01} = \left[-\left(\frac{\lambda_p}{\pi}\right)^2 \frac{B}{C} \right]^{1/4} \quad (4.9)$$

D'où l'expression du waist devient :

$$w_{01} = \left[-\left(\frac{\lambda_p}{\pi}\right)^2 \frac{B_1 B_2}{4(Rn - nL_1 + nL - L)} \right]^{1/4} \quad (4.10)$$

avec

$$\begin{aligned} B_1 &= -R + L_2 \\ B_2 &= n(R\lambda - L_1 L_2) + L(n - 1)(L_2 - R) \end{aligned}$$

4.3.2.2 Waist au centre du cristal PPLN

Le waist au centre du cristal PPLN est obtenue par propagation du waist w_{01} au centre du bras M1-M2, la matrice ABCD décrivant cette propagation est :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_2}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_1 - L}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_2}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

où,

$$\begin{aligned} M_{11} &= -\frac{-R + L_1 + (n - 1)L}{R} \\ M_{12} &= -\frac{L_1 L_2 - R\lambda + L(n - 1)(L_2 - R)}{2R} \\ M_{21} &= -\frac{2n}{R} \\ M_{22} &= -\frac{n(-R + L_2)}{R} \end{aligned}$$

$$q_2 = \frac{M_{11}q_1 + M_{12}}{M_{21}q_1 + M_{22}} \quad (4.12)$$

Cette expression peut se réécrire comme suit :

$$-z_{r2}z_{r1}M_{21} + iz_{r2}M_{22} = iz_{r1}M_{11} + M_{12} \quad (4.13)$$

L'identification des parties imaginaires, nous donne une relation entre les longueurs de Rayleigh z_{r1} et z_{r2} :

$$z_{r2}M_{22} = z_{r1}M_{11} \quad (4.14)$$

Ainsi le waist au centre du cristal PPLN a pour expression :

$$w_{02} = \sqrt{\frac{M_{11}}{nM_{22}}} w_{01} \quad (4.15)$$

d'où :

$$w_{02} = \left[- \left(\frac{\lambda_p}{2n\pi} \right)^2 \frac{M_1 M_2}{L_2 - R} \right]^{1/4} \quad (4.16)$$

avec

$$\begin{aligned} M_1 &= n(R - L_1) + (n - 1)L \\ M_2 &= n(R\Lambda - L_1 L_2) + L(n - 1)(L_2 - R) \end{aligned}$$

4.3.3 Zone de stabilité

Le domaine de stabilité de la cavité OPO consiste à déterminer la plage de longueurs M3-M4 pour laquelle il existe un waist w_0 stable ne faisant pas diverger les faisceaux pompe, signal et idler. Ce domaine de stabilité est donné par la relation suivante :

$$\left| \frac{A + D}{2} \right| \leq 1 \quad (4.17)$$

En l'absence du cristal ppMgCLN dans la cavité, le domaine de stabilité du résonateur est obtenu en posant $n = 1$ dans cette même relation. En considérant un rayon de courbure $R = -100$ mm pour les miroirs M3 et M4 et une distance $L_2 = 35$ cm, les zones de stabilité de la cavité OPO sont données par la figure (Fig. 4.8) qui montre l'évolution du waist au centre du bras M3-M4 en l'absence du cristal ppMgCLN (courbe rouge notée (a)) et en présence du cristal ppMgCLN (courbe noire notée (b)). Pour une distance M3-M4 donnée, l'insertion du cristal de longueur L et d'indice n correspond en fait à un raccourcissement de la longueur optique entre M3 et M4 de $L - L/n = L(1 - 1/n)$. La zone ombrée représente le domaine où la cavité OPO est à la fois stable avec ou sans le cristal PPLN. Pour des raisons pratiques, nous choisirons une distance M3-M4 appartenant à cette zone. En effet il est commode d'avoir une cavité vide stable puisque l'on est souvent amené à ressortir le cristal du trajet du faisceau pour des raisons liées à l'alignement de la cavité (également pour comparer la finesse de pompe à vide et en présence des pertes passives dues au traitement

4.4. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

anti-reflet imparfait des faces d'entrée-sortie du cristal). Cependant il faut veiller à ce que le point de fonctionnement du résonateur ne se trouve pas trop proche des asymptotes verticales bordant les limites d'instabilité, car alors le faisceau aura tendance à diffracter sévèrement (dégradation de la finesse) et des modes transverses TEM_{mn} d'ordre supérieurs peuvent alors être excités.

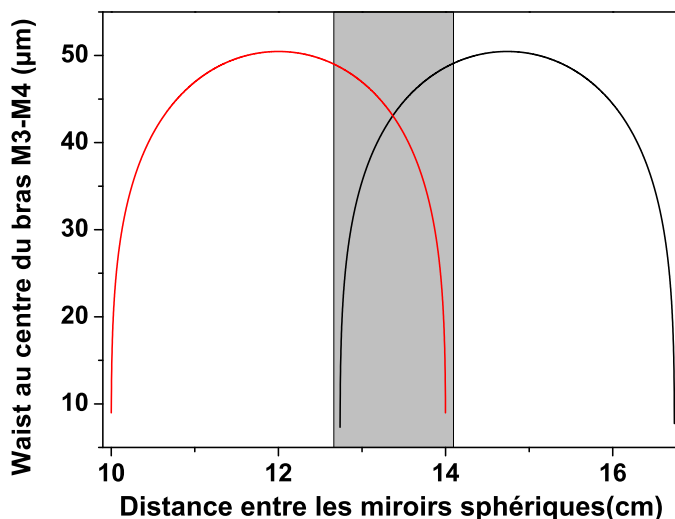


FIGURE 4.8 – Domaine de stabilité de la cavité OPO. la courbe rouge (a) représente le domaine de stabilité de la cavité lorsqu'elle est à vide et la courbe noire (b) en présence du cristal ppMgCLN. La zone ombrée représente le domaine de stabilité commun. En général, on choisit le point de stabilité de la cavité proche de l'intersection des deux courbes, en évitant de s'approcher trop des asymptotes limites.

La Figure 4.9 représente de même l'évolution du gros waist w_{01} entre les miroirs plan en fonction de la distance entre les miroirs sphériques, avec et sans cristal. On s'aperçoit alors que ce gros waist varie significativement avec ou sans cristal, ce qui nous donne une moins bonne adaptation de mode en l'absence de cristal avec une lentille assurant un bon mode-matching en présence de cristal.

4.4 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental de l'OPO résonant sur la pompe et le signal est représenté sur la figure 4.10. Le laser de pompe est le laser commercial Ti :Sa en anneau continu monomode et accordable (Matisse TR de Spectra Physics) que nous avons précédemment décrit à la section 4.1 de ce chapitre. Il est utilisé à 795 nm où la puissance de sortie est de 760 mW lorsqu'il est pompé avec un laser commercial Nd :YVO₄ doublé en fréquence de 5 W par un cristal de LBO accordé en phase par température (Millenia DPSSL de Spectra-Physics). Sa largeur de raie est inférieure à 2 MHz, et la fréquence peut être balayée continûment sans saut de mode sur 50 GHz. Pour asservir la cavité OPO sur la longueur d'onde pompe, on utilise la technique de Pound Drevier Hall (PDH)[56, 57], dont nous avons décrit le principe de fonctionnement à la section 3.3.1 du chapitre 3, et dont nous détaillerons la mise en

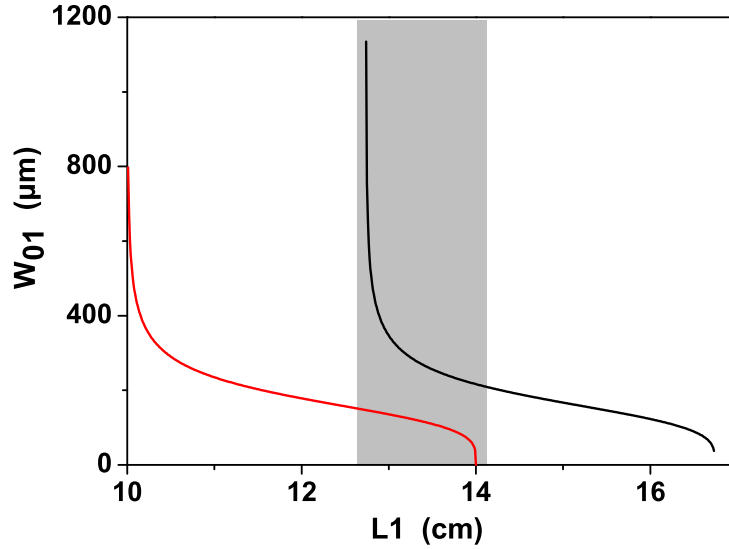


FIGURE 4.9 – Evolution du waist sur le bras M1-M2 en fonction de la distance entre les miroirs sphériques. La courbe rouge (a) représente le domaine de stabilité de la cavité lorsqu'elle est à vide et la courbe noire (b) en présence du cristal ppMgCLN. La zone ombrée représente le domaine de stabilité commun.

oeuvre expérimentale dans le chapitre suivant.

La puissance pompe maximale disponible en entrée de la cavité OPO chute à 490mW à cause des pertes introduites par l'isolateur optique (rapport d'isolation -40 dB) et les différentes optiques se trouvant sur le trajet du faisceau pompe, notamment le cristal modulateur de phase (EOM). La cavité OPO est une cavité en anneau constituée par 2 miroirs plans (M1 et M2) et 2 miroirs sphériques de rayon de courbure égale $ROC = -100$ mm. La longueur totale de la cavité est de $\Lambda = 485$ mm avec une distance M3-M4 valant $L_1 = 135$ mm (ainsi l'intervalle spectral libre - *Free Spectral range* ou FSR - est égal à $FSR = 550$ MHz en tenant compte d'un indice de réfraction moyen $n = 2.21$ pour $LiNbO_3$) ce qui nous donne un waist w_s égal à $60 \mu\text{m}$ (à $\lambda_s = 1.4 \mu\text{m}$) au centre du cristal PPLN. Le demi-angle de pliage de la cavité OPO est pris égal à 11° (valeur minimale imposée par les dimensions du four dans lequel est logé le cristal ppMgCLN) dans le but de limiter les effets de l'astigmatisme. De plus la cavité OPO a été conçue de telle façon à ce que le paramètre de focalisation ξ soit le plus grand possible, avec $\xi = L/2z_p = 1.5$ (où z_p est la longueur de Rayleigh) [27] pour maximiser le gain paramétrique, tout en limitant au maximum les pertes par diffraction sur les bords extérieurs du cristal ppMgCLN (longueur du cristal = 50 mm, épaisseur du cristal = $500 \mu\text{m}$). Comme les ondes pompe et signal résonnent dans la même cavité, ils ont une longueur de Rayleigh identique ($z_p = z_s$) ce qui implique un waist signal de $105 \mu\text{m}$ sur les faces du cristal, une valeur 4 fois plus petite que l'épaisseur du cristal afin de limiter les pertes par diffraction.

Le cristal ppMgCLN multi-réseaux est traité antireflet large-bande sur la bande du signal

4.4. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

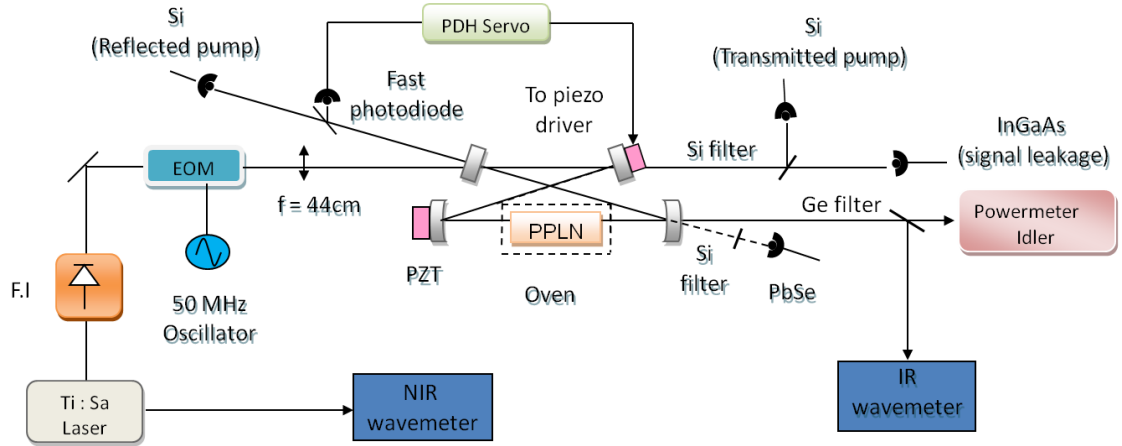


FIGURE 4.10 – Dispositif expérimental du PRSRO. La cavité OPO (centre de la figure) est une cavité en anneau formé de deux miroirs sphériques et de deux miroirs plans. L’onde pompe est couplée dans la cavité par un coupleur plan ($T_p = 5\%$), après avoir été modulée en phase à $f_{RF} = 50$ MHz par un modulateur électro-optique (EOM) pour créer les deux bandes latérales utilisées en réflexion pour asservir la cavité sur la fréquence porteuse ω_p . Le cristal de ppMgCLN est monté dans un four régulé en température à ± 0.1 °C (rappelons que l’acceptance en température du QPM est $\Delta T = 3$ °C). L’onde idler ressort de la cavité par le miroir sphérique de droite. Un filtre en Germanium sous incidence de Brewster (transmettant au-delà de $1.8 \mu\text{m}$) sert à couper le résidu de pompe et de signal colinéaire au faisceau idler.

($R_s < 0.5\%$ par face) et sur la pompe ($R_p < 0.6\%$ par face). Il transmet plus de 95% de l’onde idler générée. Du fait que chaque canal formé par l’un des 5 réseaux utiles (voir Fig. 4.6) du cristal QPM a une section de $1 \times 0.5 \text{ mm}^2$, il est essentiel de procéder à un pré-alignement de l’orientation du cristal par rapport au faisceau pompe focalisé entre M3 et M4 pendant l’alignement consistant à re-boucler l’anneau sur lui-même. Chaque canal doit être parfaitement normal à l’axe de la cavité de façon à utiliser effectivement toute la longueur $L = 50$ mm du milieu de gain. Pour ce faire le four du cristal est monté sur un dispositif mécanique comprenant les degrés de liberté (θ, ϕ, XY) où X et Y désigne les translations latérales (horizontal et vertical) et (θ, ϕ) les *tilts* angulaires nécessaires pour orienter la face du cristal à la normale exacte du faisceau de pompe. En enlevant M4 (Fig. 4.7) et en plaçant un iris sur le trajet de l’onde pompe loin derrière la position de M4, on s’assure alors de la perpendicularité du cristal quand le faisceau pompe reste centré sur l’iris lorsque le cristal intersecte le faisceau pompe. Une fois cette procédure délicate achevée, l’anneau de la cavité peut être alors re-bouclée sur elle-même et la résonance de l’onde pompe optimisée. Le re-bouclage du faisceau pompe intracavité est facilité par l’insertion de deux iris de petite dimension sur les bras M1-M2 et M3-M4, permettant de définir l’axe de la cavité. ces iris intra-cavité sont également utiles lors d’un réalignement ultérieur de la cavité.

Le coupleur d’entrée de la cavité OPO a un revêtement dichroïque qui permet une trans-

4.4. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

mission partielle pour les longueurs d'onde comprise entre 790 nm et 810 nm (avec $T_p = 5\%$ à $\lambda_p = 795$ nm) et une haute réflectivité pour l'onde signal ($R_s = 99.9\%$ pour 0.97 nm $< \lambda_s < 1.6$ μm). Tel qu'illustré par la figure 4.11, les autres miroirs de la cavité OPO sont hautement réfléchissants aux longueurs d'onde pompe et signal ($R_{p,s} = 99.9\%$) et hautement transparents pour les longueurs d'onde idler ($T_i = 75\%$ pour 1.7 $\mu\text{m} < \lambda_i < 4.5$ μm).

Bien que la cavité en anneau soit en principe unidirectionnelle, avec une pompe réfléchie désaxée, le laser titane-saphir est doublement protégé d'un retour éventuel de la pompe (*feedback* pouvant déstabiliser son fonctionnement mono-fréquence par un isolateur de Faraday (F.I. sur la figure 4.10). De fait cette isolation de -40 dB s'est avérée nécessaire malgré la géométrie en anneau du résonateur, car la faible différence d'indice aux frontières de chaque domaine d'inversion le long d'un canal du ppMgCLN induit en fait une faible onde contre-propageante dans la cavité en anneau : sans l'isolateur le fonctionnement mono-fréquence du laser est perturbé. D'ailleurs, on observe de même une faible présence de l'onde résonnante signal dans la direction contre-propageante (détectée par la photodiode PbSe sur la figure 4.10). Ce fonctionnement nuisant à la stricte uni-directionnalité d'un résonateur en anneau contenant un cristal QPM, similaire à un effet de réflexion de Bragg, a également été rapporté par ailleurs [68] et théoriquement analysée par Vasyliov *et al* [69].

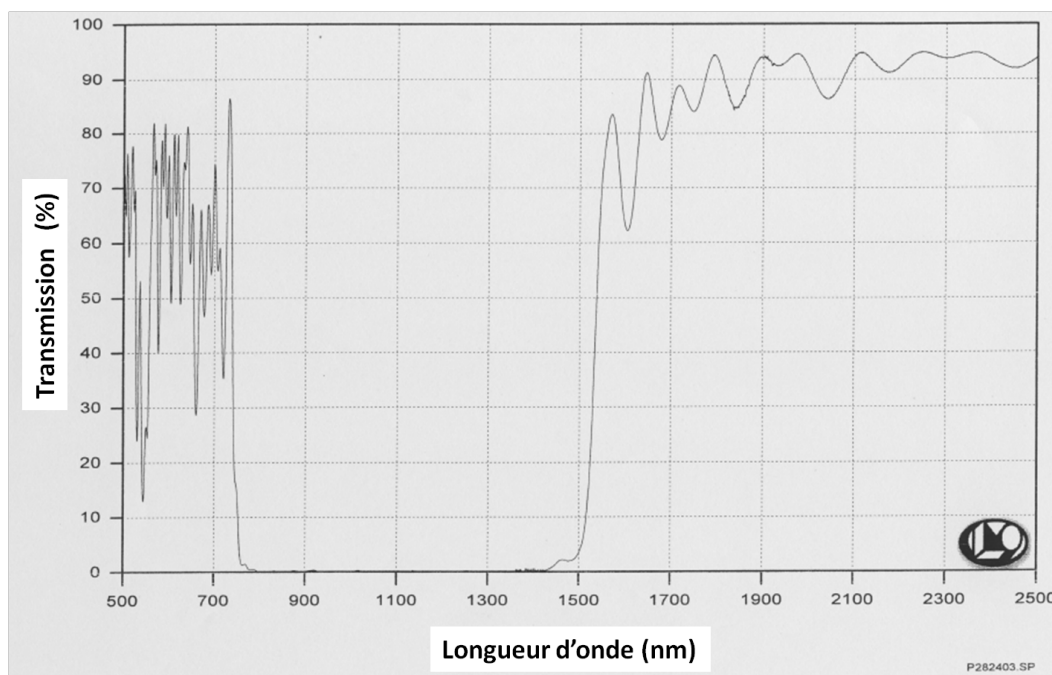


FIGURE 4.11 – Revêtement HR des miroirs M2, M3 et M4 aux ondes pompe et signal (790 nm $\leq \lambda \leq 1.6$ μm).

Pour un fonctionnement en régime continu (par opposition au régime de balayage de la

longueur de cavité lors de l'optimisation de l'alignement de la cavité en anneau), la cavité OPO doit être asservie sur la fréquence du laser de pompe. Nous avons opté pour un asservissement actif de type Pound-Drever-Hall (PDH) [56] dont le principe a été abordé à la section 3.3 du chapitre 3 dévolu à la SHG en cavité externe. Afin de générer un signal d'erreur comme ceux représentés théoriquement en Fig. 3.4 (Chapitre 3, section 3.3), le laser titane-saphir est modulé en phase à $f_{RF} = 50$ MHz à l'aide d'un modulateur de phase électro-optique en $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ (EOM sur la figure 4.10, New Focus model 4002), de façon à transférer $\sim 5\%$ de la puissance de la porteuse dans les deux bandes latérales à $\nu_L \pm f_{RF}$. Une photodiode Si rapide munie d'un amplificateur large bande (New Focus model) détecte en mode réflexion le battement à 50 MHz entre la porteuse optique directement réfléchiée par le coupleur d'entrée M1 et une fraction de l'onde pompe résonant dans la cavité. Pour une modulation de phase pure, ce battement à 50 MHz est nul lorsque la porteuse est exactement en résonance au sommet de la frange de pompe, fournissant un signal d'erreur dispersif (Figure 5.3) lorsque le signal de battement est démodulé correctement par un ajustement du déphaseur de la voie de référence (oscillateur local à 50 MHz). Ce signal d'erreur est ensuite traité par un filtre correcteur dont la sortie est envoyée sur l'amplificateur HT pilotant la céramique PZT du miroir M2 afin de corriger les fluctuations de longueur optique du résonateur et d'asservir cette dernière sur la fréquence laser.

4.5 Alignement de la cavité OPO

Dans cette partie, nous donnons quelques indications sur la procédure délicate d'alignement de la cavité PRSRO, une fois son dimensionnement déterminé (la longueur totale Λ et la distance L_1 entre les miroirs courbes sont fixées). Nous nous référerons à la figure schématique du résonateur (Fig. 4.7). On place un iris entre M1 et M2 et entre M2 et M3 afin de définir l'axe de la cavité (utile lorsqu'on perd l'alignement pour une raison quelconque). Le waist faisceau pompe est imagée à mi-distance de M1 et M2 (l'adaptation de mode est plus facile en "matchant" le waist du laser sur le gros waist plutôt que le petit waist du résonateur). On fait passer le faisceau laser sur le premier aller-retour dans les iris, en veillant à ce qu'il soit réfléchi exactement au centre des miroirs sphériques M3 et M4. Le re-bouclage sur M1 est réalisé en observant et en confondant à l'aide d'un viseur IR (caméra) le premier impact sur M1 avec l'impact résultant de la réflexion par M4. Lors du deuxième aller-retour, le faisceau réfléchi par M1 doit repasser sur les impacts du premier aller-retour sur M3 et M4. Lorsque cette procédure de préalignement est bien réalisée, la photodiode Si placée derrière M2 (voir Fig. 4.10) doit détecter des franges d'interférence lorsque la longueur de la cavité est balayée par une rampe de tension. L'alignement est alors raffiné en agissant sur les tilts des deux miroirs consécutifs reliés par le bras ne contenant aucun iris (ici, le bras M1-M4) afin de faire pousser le mode TEM_{00} au détriment des modes transverses d'ordre supérieur. Des tilts additionnels sur les miroirs d'injection du laser dans la cavité peuvent être nécessaires afin de réaliser la meilleure adaptation de mode (quasi-disparition des modes transverses TEM_{mn}).

L'adaptation de mode du faisceau pompe à la cavité OPO est réalisée par une lentille de focale 450 mm, fournissant un waist $w_p = 260 \mu\text{m}$ à mi-distance du bras M1-M2. L'efficacité

4.5. ALIGNEMENT DE LA CAVITÉ OPO

d'adaptation de mode obtenue est supérieure à 95% (mesure effectuée à partir des franges pompes transmises par la cavité OPO et détectées par une photodiode silicium).

L'efficacité de l'impédance matching est estimée à partir du contraste des franges pompe en réflexion, et vaut 70% en-dessous du seuil d'oscillation contre 80% au-dessus du seuil d'oscillation du fait des pertes non-linéaires additionnelles liées à la conversion paramétrique. La puissance pompe stockée dans la cavité est estimée à partir du faisceau pompe fuyant à partir du miroir M2 et détecté par une photodiode silicium calibrée (en V/W) muni d'un amplificateur transimpédance. L'autre partie du faisceau transmis par ce même miroir est détectée par une photodiode InGaAs pour contrôler les franges de l'onde signal. L'onde idler sortant par le miroir M4 est filtré des résidus d'ondes pompe et signal par une fenêtre de germanium de 2 mm d'épaisseur placée à incidence de Brewster. Les deux lambdamètres (pompe et idler) permettent de déduire la longueur d'onde signal via la relation de conservation d'énergie.

Chapitre 5

Asservissement de la cavité OPO : résultats expérimentaux

Avant de passer aux résultats expérimentaux sur les performances du PRSRO en terme de puissance signal/idler et d'accordabilité, nous allons aborder dans ce chapitre un aspect expérimental important concernant le fonctionnement continu de l'oscillateur paramétrique qui ne peut être obtenu qu'en verrouillant la longueur optique de la cavité OPO sur la fréquence laser incidente. Le choix d'un asservissement par la méthode de Pound-Drever-Hall (PDH) [56, 57] a été décidé grâce à la grande plage de capture qu'il offre suite à des perturbations extérieures de grande amplitude. Nous allons maintenant détailler la mise en oeuvre expérimentale de cet asservissement PDH et discuter des performances de cet asservissement actif ainsi que des limitations que nous avons rencontrées. Mais auparavant nous allons présenter les signaux pompe transmis et réfléchi par la cavité lorsque la longueur de celle-ci est balayée par application d'une rampe de tension triangulaire sur la céramique PZT supportant l'un des miroirs plans (Fig.4.10)

5.1 Signature dynamique de l'oscillation paramétrique dans un PRSRO

Une fois l'alignement de la cavité optimisée en mode balayage, la puissance laser injectée est progressivement augmentée jusqu'à obtenir l'oscillation paramétrique (onde signal à $\sim 1.4 \mu\text{m}$ détectée par une photodiode InGaAs sur la Fig.4.10). La figure 5.1 représente les franges de l'onde pompe en réflexion (partie (a)) et en transmission (partie (c)) telles que détectées par la photodiode Si rapide et la photodiode Si lente munie d'un amplificateur transimpédance située après le deuxième miroir plan. La partie (b)) représente la frange signal détectée par la photodiode InGaAs muni d'un amplificateur transimpédance.

L'apparition de la frange signal (b) s'accompagne simultanément d'un écrêtement de la frange de pompe (c) de finesse $F \sim 70$ observée dans son entièreté en dessous du seuil d'oscillation (les lignes pointillées symbolisent le prolongement de cette frange en dessous du seuil). Cet écrêtement est une signature dynamique spectaculaire de l'oscillation dans

5.1. SIGNATURE DYNAMIQUE DE L'OSCILLATION PARAMÉTRIQUE DANS UN PRSRO

un OPO résonant sur la pompe, correspondant au phénomène de "clamping" prédit par la théorie que nous avons développée à la section 2.1.3.2 du chapitre 2 : au seuil d'oscillation, l'intensité pompe intracavité est clampée à sa valeur seuil ($P_{th} = 110$ mW) donnée par l'équation (2.30). Le niveau de l'écrêtement ne change pas quel que soit la puissance pompe injectée au-dessus du seuil d'oscillation ($P_{th} \sim 110$ mW typiquement, alors que la puissance laser maximum disponible à l'entrée de la cavité s'élève à $P \sim 500$ mW). La cavité PRSRO agit sur la pompe transmise comme un limiteur non linéaire de puissance [39].

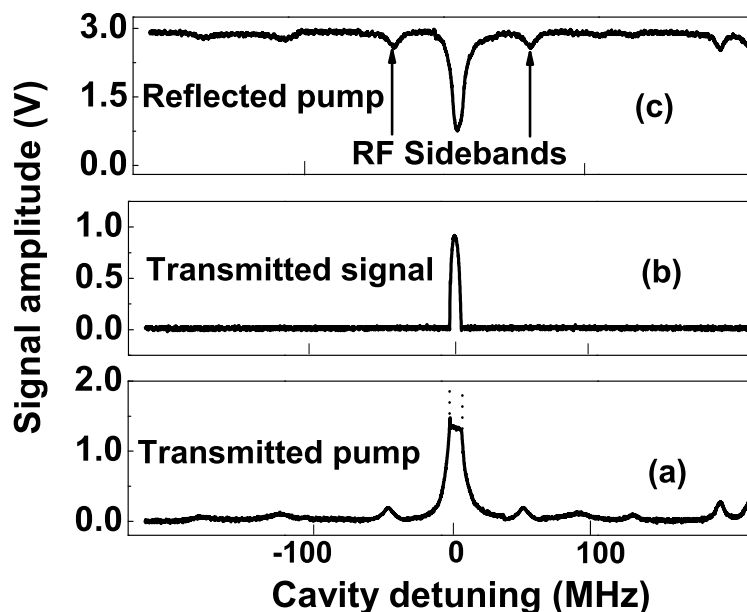


FIGURE 5.1 – de bas en haut : (a) frange de pompe en transmission montrant l'effet de clamping au seuil en fonction du balayage de la longueur de cavité sur $\Delta L_{cav} = 0.2 \mu\text{m}$, (b) frange signal transmise, (c) frange pompe en réflexion.

De même, l'apparition de la frange signal s'accompagne simultanément d'une augmentation significative du contraste de la frange en réflexion (a), qui passe de $C = 70\%$ en dessous du seuil à $C = 80\%$ à puissance laser maximale. Autrement dit, au-dessus du seuil d'oscillation paramétrique, la puissance injectée dans la cavité aura augmenté comparée à celle de la cavité à vide ou en présence des pertes passives seules du cristal ppMgCLN. Cette augmentation du contraste des franges en réflexion ne fait que traduire une meilleure adaptation d'impédance de la cavité, les pertes de conversion non linéaires (vers les ondes signal et idler) étant interprétées par l'onde pompe injectée comme étant des pertes non linéaires additionnelles (rappelons que dans un résonateur passif, l'adaptation d'impédance optimale a lieu lorsque le coefficient de transmission du coupleur d'entrée égale les pertes passives sur un aller-retour - excluant le coupleur).

On peut observer symétriquement de part et d'autre de la frange en transmission ou en réflexion deux petits pics correspondant aux bandes latérales $\nu_L \pm f_{RF}$ dues à la modulation de phase. Il apparaît clairement que la frange en transmission ne peut pas être utilisée

5.2. ÉLABORATION EXPÉRIMENTALE DU SIGNAL D'ERREUR POUND-DREVER-HALL.

pour asservir la longueur optique du résonateur, non seulement à cause de l'écrêtement empêchant une discrimination claire du sommet de la résonance pompe, mais aussi parce que le battement optique à $f_{RF} = 50$ MHz ne peut pas être détectée en transmission du fait que la porteuse et les bandes latérales ne peuvent pas être transmises simultanément, la largeur de raie de la frange pompe étant bien inférieure à f_{RF} . Par contre la frange en réflexion ne présente pas d'écrêtement car le signal en réflexion est majoritairement dominé par la pompe intense directement réfléchi par le coupleur, à laquelle s'ajoute une faible fraction de l'onde circulant dans le résonateur ayant subi la dispersion de la cavité. La composante AC de la photodiode rapide contient le signal de battement à 50 MHz au passage de la résonance pompe : ce signal est nul à désaccord de cavité nul (i.e. lorsque ν_L est en résonance avec le sommet de la frange), ce qui permet d'élaborer un signal d'erreur PDH dispersif adéquat une fois ce signal de battement démodulé.

5.2 Élaboration expérimentale du signal d'erreur Pound-Drever-Hall.

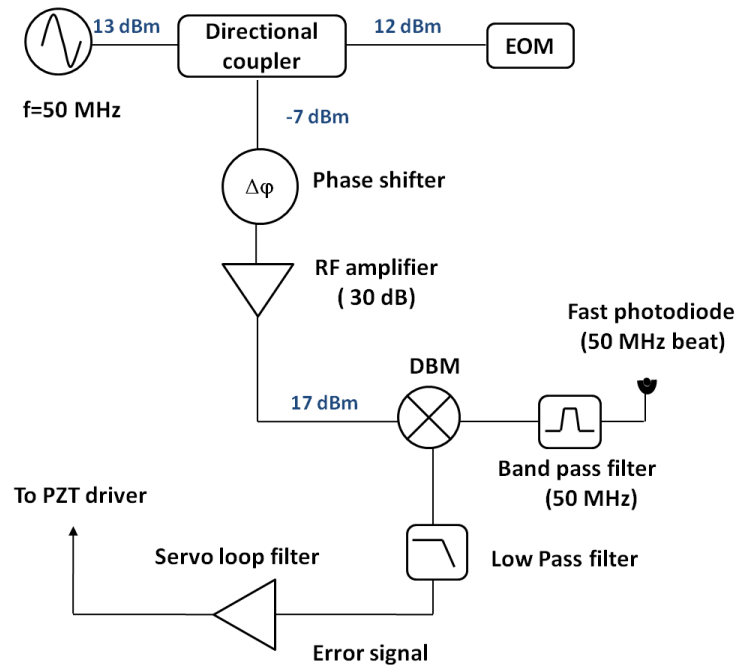


FIGURE 5.2 – Électronique de Pound-Drever-Hall. Le signal électrique de battement détecté par la photodiode rapide est filtré autour de la fréquence de modulation f_{RF} , puis mélangé avec la référence f_{RF} (préalablement déphasée et amplifiée) dans le mélangeur équilibré (DBM), avant d'être démodulé et intégré par un filtre correcteur pour obtenir le signal de correction, lequel est envoyé à travers un amplificateur HV à la céramique.

Afin de générer un signal d'erreur dispersif avec passage à zéro à désaccord de cavité pompe nul ($\Delta_p = 0$), nous avons réalisé le montage électronique de la figure 5.2 à partir de composants électroniques standards (Minicircuits). La puissance RF du générateur de fonction

5.2. ÉLABORATION EXPÉRIMENTALE DU SIGNAL D'ERREUR POUND-DREVER-HALL.

(13 dBm) est séparée en une voix pilotant directement le cristal EOM résonant et en une autre plus faible devant servir de référence pour la démodulation. Cette deuxième voie est préalablement envoyée dans un déphaseur 0 - 180 ° réglable en tension (Pulsar model DST-11-480/1S) puis amplifiée avant d'être mélangée (multipliée) avec le signal de battement issu de la photodiode rapide (préalablement filtrée) dans un mélangeur équilibré (DBM ou *Double-Balanced Mixer*. la sortie du mélangeur est ensuite filtrée par un filtre passe bas ($f_c = 1.5$ MHz) afin de ne filtrer que la composante basses fréquences (DC à f_c) du signal démodulé, débarrassée des porteuses à $\pm f_{RF}$ et $\pm 2f_{RF}$ induites par la modulation de phase. Ce signal d'erreur ainsi démodulé contient donc toutes les informations sur l'excursion de la frange pompe (due aux bruits acoustiques ou thermiques ambiants) par rapport à la fréquence très stable du Matisse TR.

Le signal d'erreur est alors envoyé dans un filtre correcteur puis additionné à l'amplificateur haute-tension (HT) biaisant l'une des céramiques PZT de la cavité afin de ramener en permanence la longueur optique de cette dernière en résonance avec la fréquence laser. La figure 5.3 montre un exemple du signal d'erreur PDH ainsi démodulé lorsque la cavité est balayé au voisinage d'une résonance de pompe. Ce signal d'erreur possède 3 passages à zéro et a une allure similaire au signal PDH théorique (Chapitre 3, section 3.3.1) pour une finesse de pompe modérée ($F=70$). Nous nous asservirons sur le zéro central du signal d'erreur, dont le signe peut être changé en fonction de la stabilité de la boucle d'asservissement (*feedback* négatif).

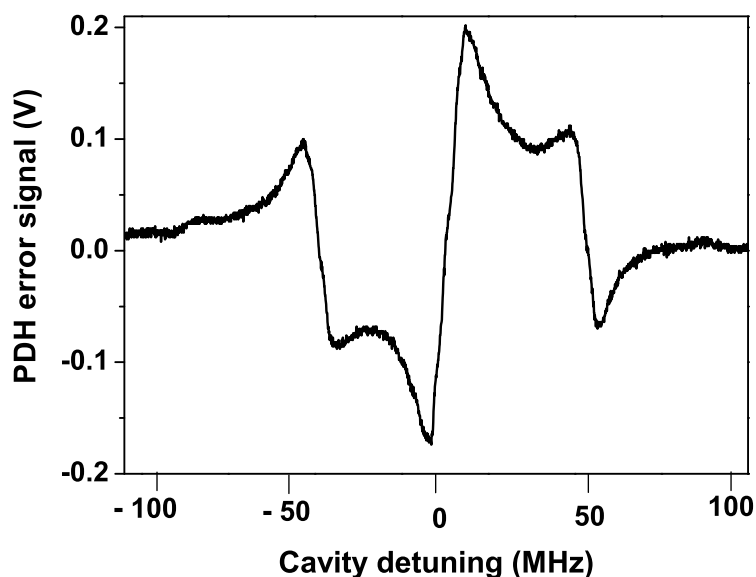


FIGURE 5.3 – Signal d'erreur dispersif du Pound-Drever-Hall permettant d'asservir la cavité OPO sur la porteuse ω_p , c'est-à-dire au minimum de la frange en réflexion de la figure 5.1. La pente du signal d'erreur au voisinage de la résonance vaut 4×10^{-8} V/HZ.

5.3 Performances de l'asservissement

Pour la rétro-action, nous avons dans un premier temps utilisé un filtre correcteur commercial (*lockbox*) de type P-I (proportionnel-intégral, de BR-Labs, model LCF-01). Il s'est avéré qu'un filtre P-I n'est pas idéal pour agir sur les céramiques PZT par rapport à un filtre correcteur composé d'un intégrateur pur, car le gain proportionnel non borné aux hautes fréquences a tendance à exciter les résonances piézo-électriques des céramiques. Dans un deuxième temps nous avons conçu un filtre correcteur maison permettant de rendre l'asservissement plus robuste en augmentant le gain BF de la boucle.

5.3.1 Filtre électronique correcteur commercial

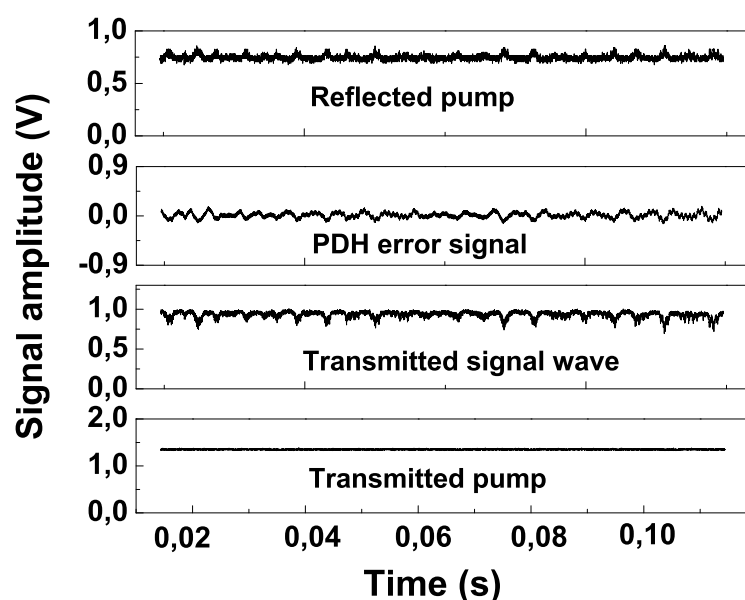


FIGURE 5.4 – de bas en haut : (i) Intensité pompe transmise (ii) frange signal transmise, (iii) signal d'erreur dispersif PDH (i.e. au minimum de la frange en réflexion (iv)) lorsque la cavité est verrouillée sur la longueur d'onde pompe .

La figure (5.4) représente l'évolution temporelle des puissances pompe signal et idler transmises et réfléchiées par la cavité OPO ainsi que le signal d'erreur de PDH en boucle fermée, lorsque la cavité OPO est verrouillée sur la longueur d'onde pompe. Un bruit résiduel basse fréquence (~ 200 Hz) lié au bruit acoustique généré par le système de refroidissement des diodes de pompe du laser Millennia 5 W, est observé sur tous les signaux à l'exception du signal pompe transmis très peu bruité. L'intensité pompe transmise n'est pas affectée par ce bruit basse fréquence du fait de l'effet *power limiting* (abordé en section 5.2) introduit par Siegman relative à la pompe transmise par ce dispositif non linéaire [39].

Une analyse de la densité spectrale de bruit confirme bien la présence de ce bruit basse fréquence vers 200 Hz (figure 5.5). En supposant un bruit blanc sur toute la bande passante de l'asservissement, les fluctuations résiduelles de la frange d'Airy de la cavité OPO par

rapport à la fréquence de pompe ν_p sont données par $\delta\nu_p$, défini par [70] :

$$\delta\nu_p = \sqrt{\pi \int_0^{BW} S_\nu(f) df} \simeq 8kHz \quad (5.1)$$

où $S_\nu(f)$ est la densité spectrale de bruit de fréquence exprimée en Hz^2/Hz à l'aide de la pente (en V/Hz) du discriminateur de fréquence (Fig. 5.3). BW est la bande passante de l'asservissement qui est de 250 Hz avec ce filtre correcteur commercial.

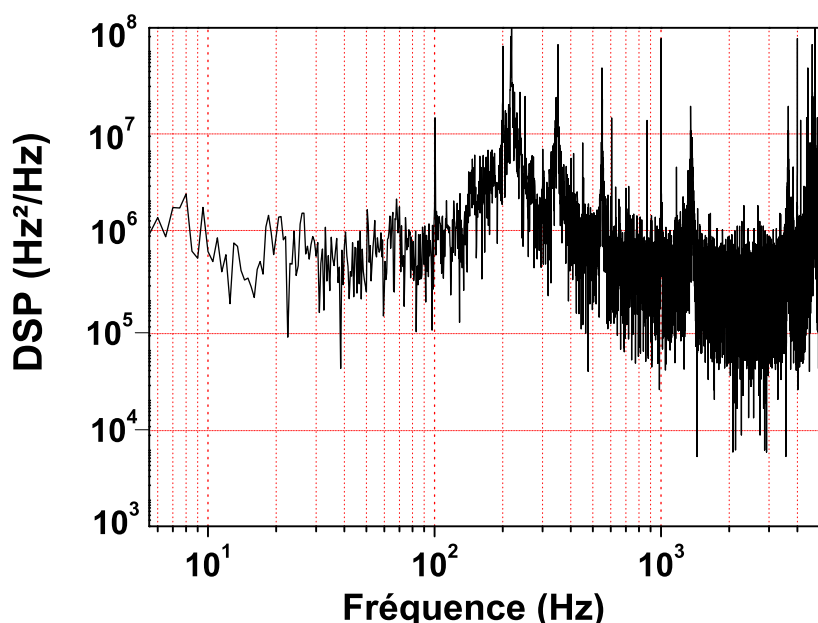


FIGURE 5.5 – Densités spectrales de bruit de fréquence résiduelle de l'asservissement PDH obtenue avec le filtre correcteur commercial LB1005, la bande passante obtenue est alors égale à 250 Hz.

En boucle fermée, ce filtre correcteur commercial P-I basé sur un simple intégrateur de gain -20 dB/décade, ne maintient le verrouillage de la cavité OPO sur la fréquence du laser que durant une période de 5 minutes à cause du bruit acoustique environnant, et rend les conditions de travail difficiles. Il est donc nécessaire d'implémenter un filtre correcteur électronique avec une bande passante plus importante et un gain basse fréquence beaucoup plus élevé afin de corriger les bruits acoustiques basse-fréquence et de grande amplitude.

5.3.2 Mise en oeuvre d'un filtre électronique correcteur maison

Afin de rendre l'asservissement plus robuste, un filtre correcteur sur mesure a été réalisé avec de l'électronique analogique. Celui-ci est basé sur plusieurs étages d'intégrateurs purs en cascade et fournit deux voies de correction : une voie pour la correction des fluctuations rapides et une autre pour la correction des dérives lentes de la cavité OPO (Figure 5.6). En effet le signal de correction est séparé en deux parties (proportionnelle P et intégrale I), la

5.3. PERFORMANCES DE L'ASSERVISSEMENT

voie intégrale comprend un premier intégrateur pur dont la sortie est sommée avec la voie proportionnelle dont le gain est limitée de façon à ne pas exciter la résonance PZT ($f_r \sim 3$ KHz). Un deuxième intégrateur réintègre la sortie du premier (après une inversion de signe pour des raisons de marge de phase) et sa sortie est également sommée à la voie P. Un troisième intégrateur est rajoutée en cascade du second. La sortie du sommateur est envoyée sur une des PZT pilotant l'un des miroirs plan (Fig.(4.10)). Chaque étage d'intégration possède son propre réglage de gain à travers la constante de temps $\tau = RC$ (R est un potentiomètre réglable). La sortie du troisième intégrateur contenant les corrections lentes (de très basses fréquences) est finalement ré-intégrée et envoyée sur la deuxième céramique PZT pour corriger les dérives lentes de la longueur optique du résonateur OPO. Cette voie lente permet de dégager de la dynamique sur l'amplificateur HV pilotant la céramique de la voie rapide. Elle empêche notamment cet amplificateur haute-tension de saturer trop rapidement à vouloir corriger des perturbations de grandes amplitudes mais de basses fréquences. L'association des voies rapide et lente permet ainsi de maintenir l'accrochage de la boucle pendant des intervalles de temps de l'ordre de plusieurs dizaines de minutes. Par ailleurs, les trois intégrateurs en cascade permettent d'affecter un gain élevé pour les fréquences de Fourier basses (< 200 Hz) tout en évitant d'exciter la première résonance de la PZT rapide (flèche à la figure (5.6)) qui se trouve vers 3 KHz.

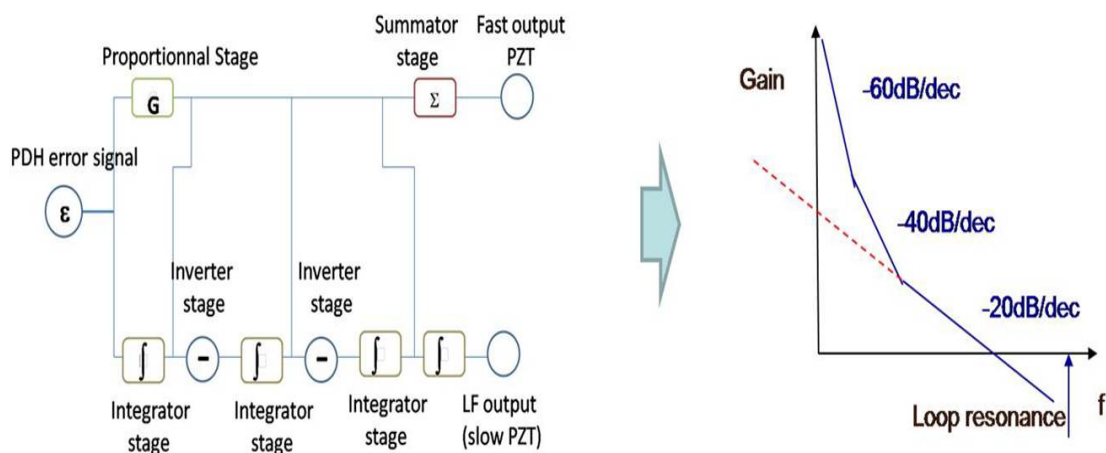


FIGURE 5.6 – Schéma électronique de principe du filtre correcteur implémenté et sa fonction de transfert en boucle ouverte. Le gain aux faibles fréquences a été augmenté sans exciter la première fréquence de résonance des cales PZTs, en cascade plusieurs étages intégrateurs de fréquence de coupure différente. De plus pour adapter la phase de la boucle électronique et l'empêcher d'osciller, deux étages inverseurs ont été ajoutés.

L'utilisation de ce nouveau filtre correcteur et le déplacement du système de refroidissement des diodes de pompe du laser Millennia 5 W dans une pièce voisine, ont permis de réduire le bruit aux faibles fréquences d'un facteur 1000 par rapport au *lockbox* commercial comme le montre l'étude des densités spectrales de bruit (Figs 5.5 et 5.7). En outre, la bande passante de l'asservissement est passée de ~ 250 Hz avec le filtre correcteur commercial à ~ 2 kHz avec ce nouveau filtre correcteur, et les fluctuations résiduelles de la frange d'Airy

de la cavité OPO par rapport à la fréquence de pompe ν_p , ont été réduites à :

$$\delta\nu_p = \sqrt{\pi \int_0^{BW} S_\nu(f) df} \simeq 2kHz \quad (5.2)$$

où $BW = 2kHz$ est la bande passante de l'asservissement.

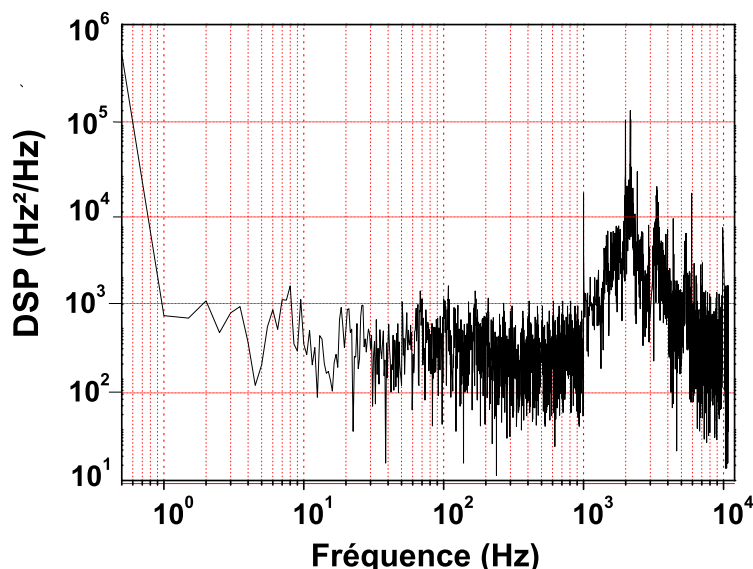


FIGURE 5.7 – Densités spectrales de bruit de fréquence résiduelle de l'asservissement PDH, obtenu avec le filtre correcteur maison et après le déplacement dans une pièce voisine du système de refroidissement des diodes de pompe du laser Milenia 5 W afin d'atténuer le bruit acoustique ambiant. La nouvelle bande passante est alors égale à 2 kHz.

Grâce à ces améliorations, la durée de l'asservissement de la cavité OPO sur la longueur d'onde pompe est passée de 5 minutes à 1 heure et une mesure de l'accordabilité de l'onde idler sans sauts de modes (par balayage continu du laser titane-saphir) a pu être réalisée et estimée à 1.2 GHz (voir Chapitre 6, section 6.4). Comparée à un oscillateur paramétrique simplement résonant (SRO) dont l'idler peut être balayée sans saut de mode sur plusieurs centaines de GHz [71], cette plage de balayage sans saut de mode est relativement limitée par la contrainte de la double résonance de la pompe et du signal dans un même résonateur [72]. Toutefois, on observe une dérive lente sur plusieurs dizaines de minutes des puissances signal et idler. Pour les applications nécessitant un niveau de puissance IR stable tels que les applications radiométriques et pyrométriques, une stabilisation active de la puissance sera alors nécessaire.

En conclusion, pour rendre le faisceau utilisable dans les applications radiométriques, il est nécessaire de le stabiliser en puissance. Nous présentons une technique de stabilisation de puissance optique au moyen d'un modulateur acousto-optique [73] à la figure (5.8). Cette technique d'asservissement de puissance consiste à détecter l'intensité de l'onde diffractée

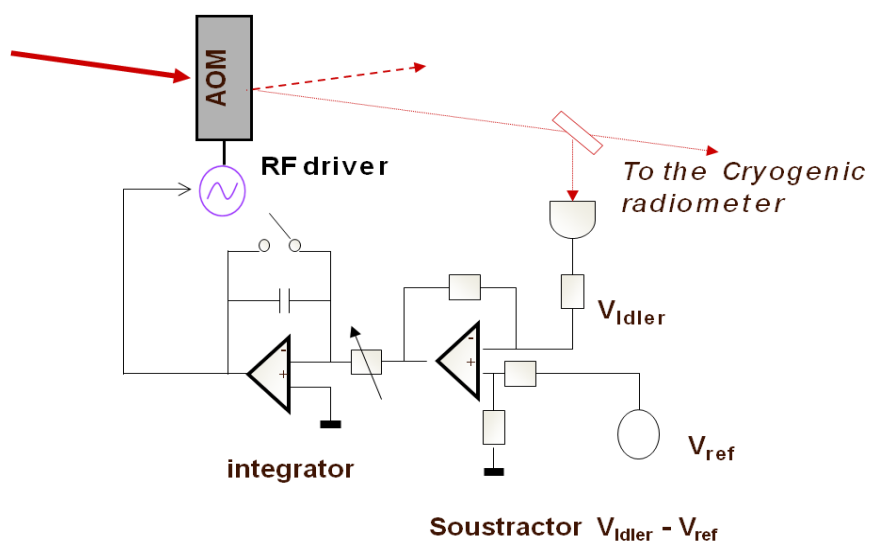


FIGURE 5.8 – Schéma de principe de stabilisation de la puissance de l'onde idler au moyen d'un modulateur acousto-optique.

dans l'ordre 0 et la comparer à une référence de tension très stable pour générer un signal d'erreur qui après intégration est injecté dans le driver du modulateur acousto-optique dans le but de moduler l'efficacité de diffraction de l'ordre 1 afin d'obtenir une puissance idler stable dans l'ordre 0 de diffraction. A présent, que la cavité est maintenue en résonance, nous sommes en mesure de caractériser la couverture spectrale du PRSRO.

Chapitre 6

Résultats expérimentaux du PRSRO : puissance idler et couverture spectrale

Nous allons dans ce chapitre décrire les performances du PRSRO en terme de puissance idler générée et en terme de couverture spectrale IR.

6.1 Caractérisation du quasi-accord de phase du ppMgCLN.

La figure 6.1 montre la caractérisation spectrale de l'émission IR issue des 5 réseaux utiles du ppMgCLN en fonction de la température. Tel que nous l'avons prédit dans la dernière section du chapitre 4 malgré le fait que le traitement HR des miroirs couvrent les deux bandes signal ($0.97\text{-}1.6\ \mu\text{m}$), le PRSRO oscille exclusivement sur la branche signal du haut ($1.1\ \mu\text{m} < \lambda_s < 1.59\ \mu\text{m}$) correspondant à la branche idler du bas ($1.59\ \mu\text{m} < \lambda_i < 3.5\ \mu\text{m}$) du fait d'une absorption plus importante du cristal PPLN aux longueurs d'onde idler supérieures à $3.5\ \mu\text{m}$ (voir Fig. 4.6). Par ailleurs les courbes de QPM expérimentales sont translatées de $40\ ^\circ\text{C}$ vers les basses températures par rapport au courbes théoriques que nous avons montrées au chapitre 4 (Fig.4.6). Ce décalage en température des courbes de QPM expérimentales est lié aux faibles incertitudes (inférieures au pourcent) sur les périodes de réseau du cristal PPLN telles que spécifiées par le fabricant. Ce décalage des courbes expérimentales de QPM par rapport aux courbes théoriques ainsi que l'oscillation du PRSRO sur la branche signal supérieure a également été rapporté par Lindsey *et al.*, qui ont utilisé une pompe à $810\ \text{nm}$ [74]. Néanmoins le choix d'une longueur d'onde pompe plus grande (vers $850\ \text{nm}$) permettrait l'oscillation du PRSRO sur les branches idler du haut (entre $4\ \mu\text{m}$ et $5\ \mu\text{m}$) car à cette longueur de pompe, il n'existe plus qu'une seule paire signal-idler qui satisfasse l'équation du quasi-accord de phase [75]. Ceci nécessiterait de changer le jeu de miroirs du laser Ti :Sa afin d'en optimiser la puissance vers $850\ \text{nm}$.

Du fait de la translation des courbes de quasi-accord de phase expérimentales vers les basses températures, le point de dégénérescence du réseau A se retrouve à $21\ ^\circ\text{C}$ (au lieu de 60

° C sur la figure théorique, Fig. 4.6). De ce fait le fonctionnement du PRSRO sur ce réseau est instable vis-à-vis des sauts de modes entre 21 ° C et 35 ° C Fig. 6.2 [2], comportement typique d'un OPO triplement résonant (TRO) car les ondes signal et idler quasi-dégénérées sont alors toutes les deux résonnantes. De plus au voisinage de ce point de dégénérescence ($\lambda_{s,i} = 2\lambda_p$), les fluctuations de puissance de l'onde signal sont très importantes, empêchant le verrouillage de la cavité OPO sur la longueur d'onde pompe en dessous de 35 ° C. La figure Fig. 6.2 illustre cette transition du PRSRO vers un TRO. A $T = 30$ ° C la frange signal contient une structure interne correspondant à un saut de mode lié à la résonance de l'idler dans la cavité ($\lambda_s \sim \lambda_i \sim 1.55$ μm). En revanche la frange signal présente une forme parabolique nette à plus hautes températures ($T = 70$ ° C) liée au fait que l'onde idler ne résonne plus dans la cavité OPO, et l'oscillateur paramétrique optique retrouve alors sa stabilité originelle.

6.2 Caractérisation en puissance du PRSRO

Sur la figure Fig. 6.3, nous avons tracé la puissance idler en fonction de la puissance pompe incidente à la cavité OPO pour une température de 140 ° C. Pour toutes ces données, la

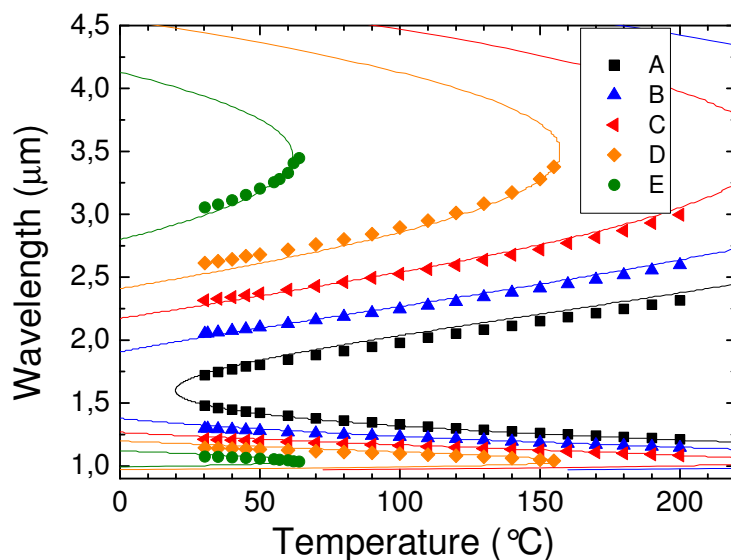


FIGURE 6.1 – Courbes expérimentales de quasi-accord de phase (réseaux A-E : $\Lambda_0 = 20.8 - 22.13$ μm à $T = 22$ ° C, $\lambda_p = 795$ nm). Le point de dégénérescence de l'OPO (à $\lambda_s = \lambda_i = \lambda_p/2 = 1.59$ μm) sépare les 2 branches signal des 2 branches idler. Les courbes en traits pleins sont calculées à partir de l'équation (4.4) en utilisant les relations de dispersion du $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ mais en tenant compte d'une correction de l'ordre de 1% sur la période des réseaux par rapport aux valeurs spécifiées par le constructeur (Fig.4.6). L'OPO préfère osciller sur la branche signal supérieure pour laquelle la paire possède un seuil d'oscillation moindre à cause de l'absorption du matériau au-delà de $\lambda \sim 3.8$ μm .

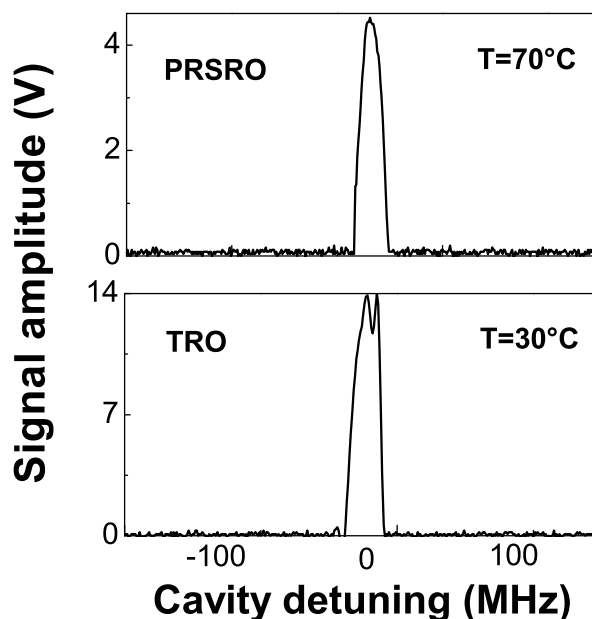


FIGURE 6.2 – Frange signal générée par le réseau A lorsque la cavité est balayée au voisinage d’une résonance de pompe à $T = 70 \text{ }^\circ\text{C}$ (comportement d’un PRSRO) et à $T = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ (comportement d’un TRO). On peut voir sur la frange TRO un double pic correspondant à un saut de paires de mode signal-idler pendant le court laps de temps où la pompe passe en résonance.

cavité PRSRO a été préalablement asservie sur la fréquence du laser. A cette température seuls les réseaux A, B, C et D respectent la condition de quasi-accord de phase Fig. 6.1 et permettent la génération d’onde idler. Les puissances idler maximales sont obtenues avec le réseau A, et correspondent aux longueurs d’onde idler les plus courtes. La courbe en trait plein correspond à un ajustement par la méthode des moindres carrés des points expérimentaux à l’équation (2.34).

Sur la figure 6.3, l’ajustement par la méthode des moindres carrés des points expérimentaux obtenus à partir du réseau A à l’équation (2.34), donne une puissance seuil de 110 mW, cette valeur est inférieure à celle obtenue par Turnbull *et al.* [10] avec une longueur d’onde pompe et une longueur de cristal similaire au notre.

La décroissance de l’efficacité de conversion paramétrique avec l’augmentation du pas de réseau est liée à la dépendance en $\omega_i/\omega_p = \lambda_p/(\lambda_i - \lambda_p)$ de la puissance idler (voir Eq. (2.34) du chapitre 2). Cette dépendance est intrinsèque à la conversion paramétrique : plus la longueur d’onde idler est dans l’IR, plus le seuil de l’oscillation paramétrique augmente. Cette dépendance est clairement mise en évidence par la figure (Fig. 6.4) qui représente l’évolution de la puissance idler en fonction de la longueur d’onde pompe, et où la courbe en trait plein est l’ajustement des points expérimentaux par la méthode des moindres carrés à la formule (2.34). On notera par ailleurs que l’utilisation d’un filtre absorptif en germanium pour séparer l’onde idler non résonnante d’une fraction des ondes pompe et signal fuyant la cavité diminue la puissance idler disponible pour les longueurs d’ondes inférieures $2 \mu\text{m}$. L’utilisation d’un filtre interférentiel adéquat (de type *edge filter*) nous permettrait d’avoir

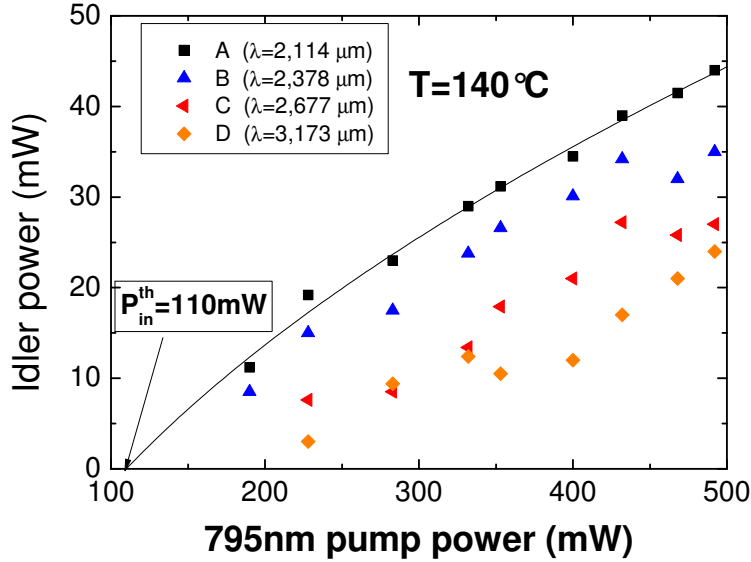


FIGURE 6.3 – Puissance idler en fonction de la puissance pompe pour les 5 réseaux du chip à une température donnée. La courbe en trait plein est un ajustement par les moindres carrés à la relation (2.34), donnant un seuil de 110 mW. L'efficacité décroissante lorsque λ_i augmente est intrinsèque au processus de down-conversion : plus l'idler se situe dans l'IR plus l'efficacité du processus non linéaire décroît.

des puissances idler de l'ordre de 60 mW au lieu de 20 mW pour les longueurs d'onde idler entre 1.8 μm et 2 μm . On notera que les puissances idler tracées sur les figures Fig. 6.4 et Fig. 6.3 n'ont pas été corrigées de la transmission du coupleur de sortie de la cavité OPO ($T_i = 75\%$ dans la bande idler) et les pertes en transmission de l'idler sur les faces du cristal ppMgCLN. En conséquence les puissances idler réellement générées sont plus importantes d'environ 30%.

6.3 Adaptation d'impédance dans un PRSRO

La question de l'adaptation d'impédance dans un OPO où l'onde pompe résonne n'a jamais été adressée dans la littérature (voir chapitre 2). Dans une cavité passive, l'adaptation d'impédance optimale est réalisée lorsque le coefficient de transmission pompe T_p égale la somme de toutes les pertes passives sur un aller-retour, excluant T_p lui-même. Dans un résonateur non linéaire comme le PRSRO, il faut tenir compte des pertes non linéaires dues à la conversion paramétrique. Ces pertes non linéaires dépendent de la puissance pompe stockée P_c dans la cavité. L'optimisation de T_p doit forcément être corrélée avec la puissance de pompe P_{in} à l'entrée de l'OPO.

Nous avons revisité la théorie du PRSRO (section 2.1.5 du chapitre 2) [8] afin de prédire, pour une puissance maximale P_{in} à l'entrée de la cavité, quel est le coefficient de

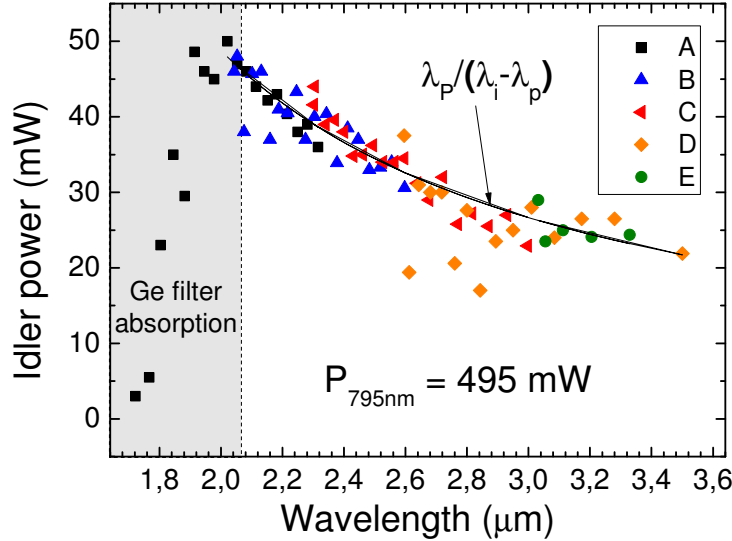


FIGURE 6.4 – Puissance idler en fonction de la longueur d’onde montrant que le PRSRO peut couvrir une octave de longueur d’onde dans l’IR. Le filtre en Ge (utilisé pour isoler les photons idler des photons pompe et signal résiduels) atténue par absorption la puissance réelle idler détectée en dessous de $\lambda_i \sim 2 \mu\text{m}$. La courbe en trait plein est fittée d’après l’équation (2.34) qui prédit une dépendance en $\omega_i/\omega_s = \lambda_p/(\lambda_i - \lambda_p)$.

transmission optimal T_p^{opt} qui réalise une impédance matching non linéaire parfait, qui se traduit par un couplage total de l’onde pompe dans la cavité (i.e. pour lequel la puissance de pompe réfléchiée par la cavité est nulle). En supposant $T_{p,s} \ll 1$, nous avons démontré qu’il existe une valeur optimale de T_p réalisant cette adaptation d’impédance optimale, donnée par la relation (2.26) qui peut se réécrire sous la forme suivante :

$$T_p^{opt} = \eta_{NL} P_{in} \frac{\sqrt{1 - T_s}}{T_s} \quad (6.1)$$

où $\eta_{NL} = [4\omega_s\omega_i d^2 / (\epsilon_0 c^3 n_p n_s n_i)] (L^2 / \pi \omega_p^2)$ (en unité de W^{-1}). Ainsi plus la non linéarité du cristal d est élevée, plus un coupleur transmissif est adéquat, il en va de même pour la puissance maximale P_{in} . Le fait que T_p^{opt} dépende de la puissance pompe illustre la notion d’adaptation d’impédance non linéaire, contrairement au cas d’une cavité ne contenant que des pertes passives. Pour construire un PRSRO, il convient par conséquent de connaître préalablement la puissance de pompe maximale disponible, afin de prédire la valeur de la transmittance adéquate du coupleur d’entrée. La figure (2.7) montre l’illustration théorique de l’existence d’un tel minimum pour T_p . En réalité, nous avons établi que pour $T_p = T_p^{opt}$, l’OPO fonctionne à 4 fois le seuil d’oscillation, ce qui correspond au maximum de l’efficacité de conversion pour un PRSRO.

Nous avons pu vérifier expérimentalement l’existence d’un tel optimum pour T_p , réalisant une adaptation d’impédance optimale pour laquelle quasiment toute la puissance de pompe

injectée dans la cavité est convertie par le processus paramétrique. Comme nous ne disposons pas de coupleur d'entrée variable à $\lambda_p = 795$ nm, nous avons profité des oscillations du coefficient de transmission du coupleur au voisinage de 800 nm ($4.5\% < T_p < 11.5\%$ entre $\lambda_p = 790$ nm et 810 nm, symboles carrés noirs sur la figure (6.5)) pour faire varier T_p en changeant la longueur d'onde de pompe. Ce faisant, il a fallu pour chaque point (cercles) de la figure (6.5) changer la température du ppMgCLN afin que λ_i reste constante (ici, $\lambda_i = 2.3 \mu\text{m}$). De plus, nous avons fixé la puissance incidente P_{in} à 370 mW entre 790 et 810 nm, un niveau de puissance garantissant que le PRSRO oscille au-dessus du seuil sur toute la plage de variation de T_p . On voit sur la figure 6.5 qu'à pompage constant, la puissance idler (représentée en cercles pleins) est optimale à $\lambda_p = 808$ nm malgré un seuil plus élevé (d'après l'équation 2.31), correspondant à $T_p^{opt} \sim 0.11$ (11.5%). La plage de variation de λ_p est suffisamment petite pour que tous les autres paramètres (non linéarité du cristal, pertes passives sur les 3 autres miroirs R^{max} de la cavité) puissent être considérés comme constants dans l'intervalle considéré. Bien évidemment, pour une autre valeur de la puissance incidente P_{in} , la valeur de T_p^{opt} varie également suivant l'équation (6.1), qui peut ainsi être considérée comme une équation utile pour optimiser la puissance de sortie d'un PRSRO une fois la puissance de pompe maximale disponible à l'entrée de la cavité OPO connue.

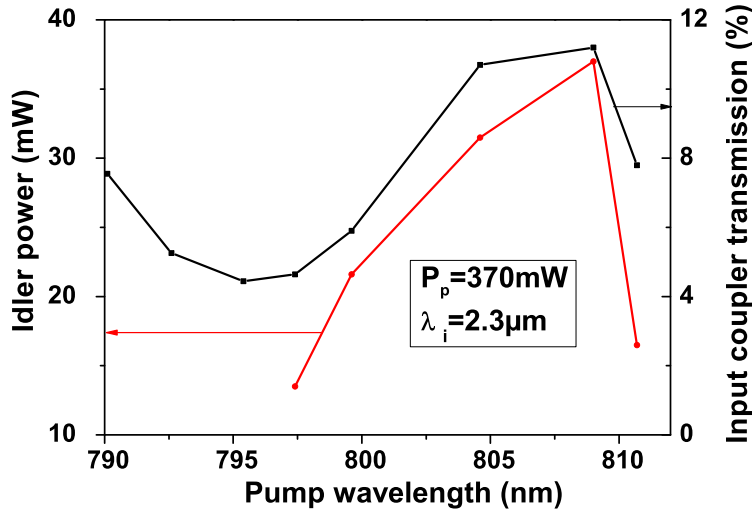


FIGURE 6.5 – Illustration de l'adaptation d'impédance pompe optimale par variation du coefficient T_p à une puissance de pompe incidente fixée. La variation de T_p utilise les rebonds du traitement diélectrique partiellement réflecteur du coupleur d'entrée au voisinage de 800 nm.

6.4 Accordabilité de l'onde idler sans saut de mode

L'accordabilité en longueur d'onde idler sans saut de mode, est obtenue en balayant la longueur d'onde pompe une fois la cavité PRSRO asservie. Au cours de cette opération, les ondes signal (et donc idler) changent également car la longueur de la cavité bouge

avec la fréquence laser. La variation de fréquence de l'onde signal $\Delta\nu_s$ lorsque la fréquence pompe ν_p est balayée de $\Delta\nu_p$ vaut : $\Delta\nu_s = \nu_s \Delta\nu_p / \nu_p$. Un saut de mode survient lorsque la fréquence de résonance de l'onde signal ν_s s'écarte de plus d'un intervalle spectral libre de cavité (FSR). Ainsi l'accordabilité de la pompe sans saut de mode est déduite à partir de la résolution en $\Delta\nu_p$ de l'inéquation suivante [10] :

$$\left| \left(\frac{\nu_s}{\nu_p} - \frac{\partial\nu_s}{\partial\nu_p} \right) \Delta\nu_p \right| \geq FSR \quad (6.2)$$

où $\partial\nu_s/\partial\nu_p$ est calculé à partir de la condition de quasi-accord de phase c'est à dire à partir de la relation : $n_p\nu_p = n_s\nu_s + n_i(\nu_p - \nu_s) + c/\Lambda$.

L'accordabilité expérimentale de l'onde pompe est d'environ 2 GHz pour une longueur d'onde pompe $\lambda_p = 795$ nm et des longueurs d'onde signal et idler $\lambda_s = 1.4$ μm et $\lambda_i = 2$ μm . Cette valeur est en bon accord avec celle obtenue à partir de la résolution de l'inéquation (6.2).

L'accordabilité sans saut de mode de l'onde idler est déduite à partir de la relation suivante :

$$\Delta\nu_i = \left(1 - \frac{\partial\nu_s}{\partial\nu_p} \right) \Delta\nu_p \quad (6.3)$$

L'accordabilité de l'onde idler sans saut de mode déduite de l'accordabilité de l'onde pompe à partir de l'équation (6.3), est égale à 1.3 GHz pour $\lambda_p = 795$ nm, $\lambda_s = 1.4$ μm et $\lambda_i = 2$ μm . Au-delà, la cavité OPO se déverrouille suite à un saut de mode signal lié au changement de longueur de la cavité, conséquence de la contrainte de double-résonance de la pompe et du signal dans une même cavité. Une solution pour augmenter la plage d'accord sans saut de mode de l'onde idler d'un PRSRO consiste à faire résonner séparément la pompe et le signal dans une cavité duale à deux bras, de façon à contrôler indépendamment la longueur des deux sous-cavités [10, 76]. En effet dans une telle configuration, lorsque la fréquence de pompe ν_p est balayée de $\Delta\nu_p$, la fréquence idler change de la même quantité $\Delta\nu_i = \Delta\nu_p$ car la fréquence de l'onde signal est figée par un étalon mince comme pour un SRO [71]. De cette façon Turnbull *et al.* [10] sont passés d'une accordabilité de 200 MHz à 10 GHz en utilisant une configuration de cavité duale avec un étalon mince sur le bras fixe de cavité où l'onde signal résonne.

En conclusion, nous avons réalisé PRSRO accordable sur une octave de longueurs d'onde IR entre 1.7 μm et 3.5 μm et délivrant une puissance supérieure à 20 mW. Cette puissance est suffisante pour les applications radiométriques envisagées où seuls quelques mW sont nécessaires. L'extension vers 4 – 4.5 μm , il sera nécessaire de changer les miroirs du laser titane-saphir pour en optimiser l'émission vers $\lambda_p = 850 - 860$ nm, où seule la branche idler du haut persiste.

Troisième partie

Conception et réalisation d'une cavité de doublage

Chapitre 7

Doublage de fréquence en cavité externe du laser titane :saphir

L'efficacité de conversion en simple passage est typiquement de l'ordre de $\Gamma = 10^{-5} \text{ W}^{-1}$ dans le cas des matériaux biréfringents tel que le triborate de lithium. De même les matériaux à inversion de domaines de polarisations (matériaux QPM) tels que le ppLN et le ppSLT, ne donnent que des efficacités de conversion en simple passage de l'ordre de $\Gamma = 10^{-3} \text{ W}^{-1}$. Avec une puissance laser disponible de $P_\omega = 0.5 \text{ W}$, même avec un matériau QPM on n'obtiendrait qu'une puissance UV de $P_{2\omega} = \Gamma P_\omega^2 = 250 \mu\text{W}$, insuffisante pour les applications en radiométrie. L'utilisation d'un résonateur optique s'impose donc pour l'obtention d'une puissance seconde harmonique de l'ordre de la dizaine de milli-Watt nécessaire pour les applications radiométriques. En effet, l'utilisation d'une cavité de surtension pour réaliser la génération de seconde harmonique, permet d'augmenter la puissance de l'onde fondamentale P_ω vue par le cristal non linéaire permettant ainsi d'accroître considérablement la puissance harmonique générée $P_{2\omega}$.

Compte tenu du coût élevé des matériaux QPM (ppSLT, ppLN, ...) et de leur absorption dans le bleu qui entraîne des effets thermiques limitant l'efficacité de conversion [51, 12], notre choix s'est porté sur le triborate de lithium. Un matériau peu onéreux possédant néanmoins un coefficient non linéaire au moins dix fois plus faible que les matériaux pp. Avec un coefficient de conversion $\Gamma \sim 10^{-5} \text{ W}^{-1}$ et en supposant une surtension de cavité $Q = F/\pi = 100$ correspondant à une finesse de l'ordre de $F \sim 300$ conduisant à une puissance fondamentale intra-cavité $P_c = Q P_{in} = 50 \text{ W}$, les pertes non linéaires intra-cavité s'élèvent à $\varepsilon_{NL} = \Gamma P_c = 5 \times 10^{-4} = 0.0005 = 0.05\%$. Or nous avons vu au chapitre 3 que le critère principal d'une adaptation d'impédance non critique (vis-à-vis de la valeur de la transmittance T_1 du coupleur d'entrée) est que les pertes non linéaires soient nettement supérieures aux pertes fractionnelles passives linéaires ε sur une aller-retour, soit $\varepsilon_{NL} \gg \varepsilon$. En pratique il est très difficile de limiter les pertes linéaires d'un résonateur de haute finesse à moins que $\varepsilon \sim 0.5\%$. L'utilisation d'un cristal de LBO combiné à une puissance fondamentale aussi faible de $P_{in} = 0.5 \text{ W}$ ne peut donc pas satisfaire à ce critère, et l'adaptation d'impédance optimale définie par l'équation (3.4) devient hyper-critique autour de la valeur optimale T_1^{opt} . En d'autres termes un léger écart de T_1 par rapport à T_1^{opt} de l'ordre de

$\Delta T_1 \sim 0.1\%$ peut se traduire par un écroulement de la puissance harmonique attendue.

Dans la pratique, deux configurations de résonateur optique sont principalement utilisées dans la littérature, la configuration linéaire [49] et la configuration en anneau [12]. Afin d'éviter les réflexions directes de l'onde fondamentale vers le laser Ti :Sa (*feedback*), nous avons opté pour une cavité en anneau. Ce choix permet également de récupérer toute la puissance harmonique générée dans une direction unique, augmentant de ce fait la puissance $P_{2\omega}$ utile aux applications radiométriques.

7.1 Le cristal de triborate de lithium (LiB_3O_5)

7.1.1 Fenêtre de transparence

Le triborate de lithium LiB_3O_5 (LBO) est un matériau non linéaire bi-axes développé par Chen *et al.* en 1988 [77], et possédant un domaine spectral de transparence important compris entre 155 nm et 2.4 μm tel qu'illustré par la figure 7.1. Sa biréfringence modeste se traduit par des angles de double-réfraction relativement modestes comparés par exemple au béta-borate de baryum ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_3$ ou BBO) qui est, à l'instar du LBO, l'un des matériaux non linéaires les plus utilisés dans le spectre UV. De plus son caractère bi-axe permet d'obtenir des accords de phase par biréfringence dans pratiquement toute sa fenêtre de transparence. Il possède également l'une des énergies de bande (*bandgap*) la plus élevée parmi les matériaux non linéaires transparents dans le domaine UV, compensant de ce fait sa faible non-linéarité : $\lambda_g = 155$ nm [78] contre 300 nm pour le LiNbO_3 congruent [79], 352 nm pour le KTiOPO_4 [80] et 260 nm pour le LiTaO_3 stoechiométrique [79]. Le LBO a récemment été utilisé dans des processus de génération de seconde harmoniques de lasers continus tels que le laser Nd :YAG ($\lambda_\omega = 946$ nm)[81], et le laser Ti :Sa ($\lambda_\omega = 746$ nm)[17], et des puissances seconde harmonique comprises entre 600 mW et 1.2 W ont été obtenues, cependant avec des puissances fondamentales d'entrée de l'ordre de plusieurs Watts ce qui permet de réaliser la condition $\varepsilon_{NL} > \varepsilon$. De ce fait le triborate de lithium constitue un bon candidat pour la génération de seconde harmonique dans le domaine UV pourvu que le laser fondamental soit puissant.

7.1.2 Tenseur de susceptibilité non linéaire de second ordre

Le triborate de lithium est un cristal biaxe cristallisant suivant une maille orthorhombique et dont le groupe de symétrie est mm2. Le tenseur des coefficients non linéaires $d_{ih}^{(2)}$ donné par l'équation (1.5), se trouve alors simplifié et s'écrit :

$$d_{ih}^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

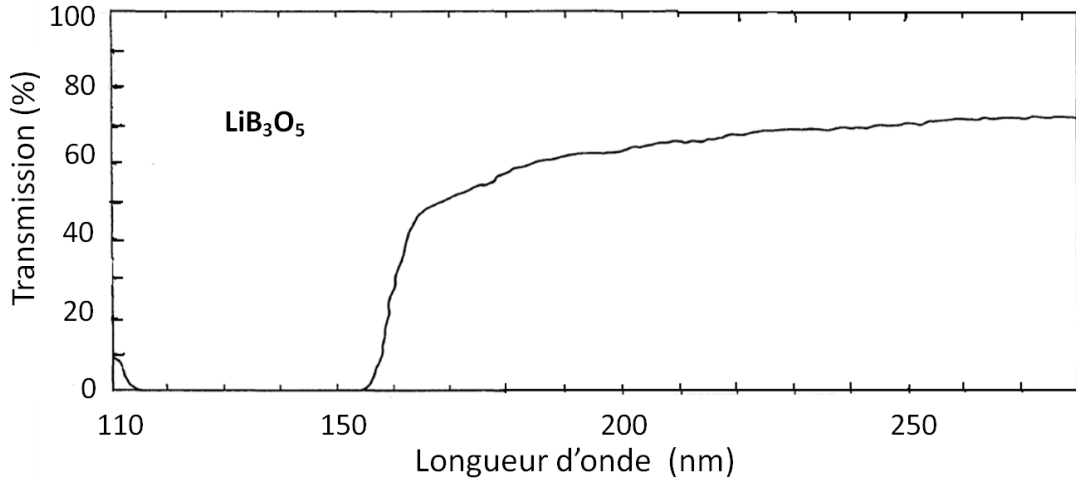


FIGURE 7.1 – Spectre de transmission UV du triborate de lithium entre 110 et 280 nm publié par Chen *et al.* Le seuil de transmission du LBO dans L’UV se trouve donc à 155 nm.

Ces coefficients valent [82, 83] :

$$\begin{aligned} d_{31}(1.0642\mu\text{m}) &= 0.85\text{pm}/V \\ d_{32}(1.0642\mu\text{m}) &= -0.67\text{pm}/V \\ d_{33}(1.0642\mu\text{m}) &= 0.04\text{pm}/V \end{aligned}$$

Le coefficient non linéaire d_{32} est l’un des coefficients non linéaires les plus importants du tenseur d_{ih} , pour en tirer avantage nous considérons un accord de phase de type I (oo-e) dans le plan principal XY , c’est-à-dire avec $\theta = 90^\circ$ entre la direction de propagation et l’axe Z . Le coefficient non linéaire pour un tel accord de phase s’exprime comme suit [84] :

$$d_{ooe} = d_{32} \cos \varphi \quad (7.2)$$

où φ est l’angle d’accord de phase (angle azimutal mesuré par rapport à l’axe principal X) qui peut être calculé à partir des relations (7.9) et (7.6). Dans le cas du LBO à $\lambda_\omega = 800$ nm et $T = 100^\circ \text{C}$, $\varphi = 30.64^\circ$. Cette angle vaut $\varphi = 31.6^\circ$ à température ambiante et à la même longueur d’onde.

7.1.3 Relations de dispersion

La dépendance des indices de réfraction du triborate de lithium en fonction de la longueur d’onde est donnée par les relations de Sellmeier suivantes, obtenues par Kato *et al.* [78] :

$$n_x^2(\lambda) = 2.4542 + \frac{0.01125}{\lambda^2 - 0.01135} - 0.01388\lambda^2 \quad (7.3)$$

$$n_y^2(\lambda) = 2.5390 + \frac{0.01277}{\lambda^2 - 0.01189} - 0.01848\lambda^2 \quad (7.4)$$

$$n_z^2(\lambda) = 2.5865 + \frac{0.01310}{\lambda^2 - 0.01223} - 0.01861\lambda^2 \quad (7.5)$$

D'autre part, la dépendance des indices de réfractons du triborate de lithium en fonction de la température est donnée par la relation suivante :

$$n_j(\lambda, T) = n_j(\lambda) + \int_{20}^T \frac{dn_j}{dT} dT \quad (7.6)$$

avec $j = x, y, z$ (axes diélectriques principaux notés aussi souvent X, Y, Z), n_j l'indice de réfraction d'une onde polarisée suivant la direction j à température ambiante (20 ° C), T la température du cristal de triborate de lithium (° C) et dn_j/dT les coefficients thermo-optiques du triborate de lithium. Ces coefficients thermo-optiques ont été déterminés par trois équipes :

(i) Velsko *et al.* [82] dans une plage de longueurs d'onde comprise entre 400 nm et 1 μ m, entre 20 et 100 ° C

$$\begin{cases} dn_x/dT = -1.8 \times 10^{-6} \\ dn_y/dT = -13.6 \times 10^{-6} \\ dn_z/dT = -(6.3 + 2.1\lambda) \times 10^{-6} \end{cases}$$

(ii) Kato *et al.* [78] dans cette même plage de longueurs d'onde et de températures :

$$\begin{cases} dn_x/dT = (2.3 - 3.76\lambda) \times 10^{-6} \\ dn_y/dT = -(19.4 - 6.01\lambda) \times 10^{-6} \\ dn_z/dT = -(9.7 - 1.5\lambda) \times 10^{-6} \end{cases}$$

(iii) Tang *et al.* [85] les ont mesurés pour une longueurs d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 632.8$ nm entre 20 et 200 ° C par une méthode interférométrique.

$$\begin{cases} dn_x/dT = 2.0342 \times 10^{-7} - 1.9697 \times 10^{-8}T - 1.4415 \times 10^{-11}T^2 \\ dn_y/dT = -1.0748 \times 10^{-5} - 7.1034 \times 10^{-8}T - 5.7387 \times 10^{-11}T^2 \\ dn_z/dT = -8.5998 \times 10^{-7} - 1.5476 \times 10^{-7}T - 9.4675 \times 10^{-10}T^2 - 2.2375 \times 10^{-12}T^3 \end{cases}$$

Nous comparerons dans une section ultérieure les prédictions théoriques des températures d'accord de phase basées sur chacune de ces relations thermo-optiques à nos résultats expérimentaux.

7.1.4 Accord de phase

Le calcul des angles d'accord de phase dans les matériaux biréfringents biaxes est plus complexe que dans les matériaux biréfringents uniaxes (Chapitre 1, section 1.3.1) surtout lorsqu'on considère des interactions à trois ondes hors des plans principaux XZ , XY ou YZ . Cependant lorsque la direction de propagation se fait dans un des plans principaux les formules développées pour les matériaux uni-axes peuvent être utilisées. En effet la surface des indices de réfraction dans un matériau biaxe dépend non seulement de l'angle θ entre la direction de propagation et l'axe Z mais aussi de l'angle φ entre la projection du vecteur d'onde \vec{k}_ω dans le plan XY et l'axe X tel que le met en évidence l'équation de Fresnel (7.7) à laquelle satisfait la surface des indices de réfraction des matériaux biaxes (Fig.7.2).

$$\frac{\sin^2 \theta \cos^2 \varphi}{n^{-2}(\omega, T) - n_x^{-2}(\omega, T)} + \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \varphi}{n^{-2}(\omega, T) - n_y^{-2}(\omega, T)} + \frac{\cos^2 \theta}{n^{-2}(\omega, T) - n_z^{-2}(\omega, T)} = 0 \quad (7.7)$$

où $n_x(\omega, T)$, $n_y(\omega, T)$ et $n_z(\omega, T)$ sont les indices de réfraction principaux à la température T et à la fréquence (pulsation) $\omega = 2\pi c/\lambda_\omega$. Pour chaque fréquence ω , l'équation de Fresnel (7.7) admet deux solutions indépendantes n_\pm . Ces deux solutions correspondent aux indices de réfraction de deux modes propres de propagation (indice *slow* et indice *fast*) auxquelles sont associées des vecteurs champs électriques orthogonaux suivant une direction (θ, φ) . Pour une propagation dans le plan principal xy (XY) on montre que l'indice "slow" $n_- = n_z$ (champ polarisé suivant Z) et l'indice "fast" $n_+ = n_{xy}(\varphi)$ correspond à une onde polarisée dans le plan XY , équivalente à l'onde extraordinaire $n_e(\theta)$ définie pour un matériau uniaxe au chapitre 1.

Dans un milieu biréfringent biaxe, l'angle de walk-off est calculé de la même façon que dans un matériau uniaxe (Chapitre 1, Section 1.3.1) lorsque la direction de propagation des ondes se fait dans un plan principal. Pour une interaction dans le plan principal XY ($\theta = 90^\circ$), la relation suivante permet de calculer l'angle de walk-off $\rho_{2\omega}$ correspondant à l'onde seconde harmonique pour un accord de phase de type I (oo-e) :

$$\tan \rho_{2\omega} = \frac{n_e^2(2\omega, T, \varphi)}{2} \left[\frac{1}{n_x^2(2\omega, T)} - \frac{1}{n_y^2(2\omega, T)} \right] \sin 2\varphi \quad (7.8)$$

avec $n_e^2(2\omega, T, \varphi) = (\cos^2 \varphi/n_y^2(2\omega, T) + \sin^2 \varphi/n_x^2(2\omega, T))^{-1}$. Pour une longueur d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 800$ nm et donc une longueur d'onde seconde harmonique $\lambda_{2\omega} = 400$ nm, l'angle de walk-off relatif à l'onde seconde harmonique vaut : $\rho_{2\omega} = 31$ mrad. Un accord de phase non critique où l'angle de double réfraction est nul (i.e. avec $\varphi = 0$, pour une direction de propagation suivant X), ne peut être envisagé dans notre cas car le cristal de triborate de lithium devrait être chauffé à plus de 300°C alors que la capacité de

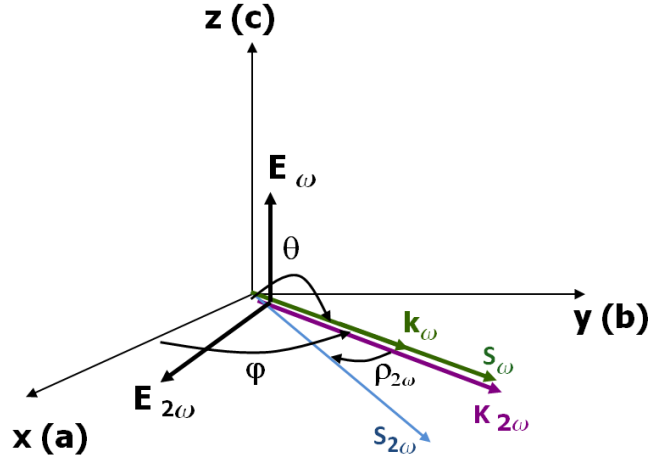


FIGURE 7.2 – Accord de phase de type I (ooe) pour une propagation dans le plan principal est xy ($\theta = 90^\circ$). L'intersection de la surface d'indice "fast" avec le plan XY donne une ellipse de demi-axes n_x et n_y ($n_x < n_y$) comme dans le cas de la figure 1.1 (cas uniaxe). L'intersection de la surface d'indice "slow" avec le plan de propagation XY est un cercle de rayon $n_- = n_z$ et l'angle d'accord de phase φ est donné par le point d'intersection de ce cercle avec l'ellipse. L'énergie de l'onde seconde harmonique se propage dans une direction faisant un angle $\rho_{2\omega}$ par rapport aux vecteurs d'ondes k_ω et $k_{2\omega}$ et au vecteur de Poynting $S_{2\omega}$, dont la direction est définie par la normale à la tangente de l'ellipse au point d'intersection, comme dans le cas d'un accord de phase uniaxe.

chauffe maximale du four utilisé expérimentalement est 200°C (avec en plus un risque de craquelure des revêtement diélectrique anti-reflet dû à l'expansion thermique anisotrope du LBO suivant Z and dans le plan XY). Du fait de l'accord de phase critique ($\varphi = 31^\circ\text{C}$) le faisceau harmonique généré sera elliptique avec l'effet du walkoff.

Le triborate de lithium est un cristal bi-axe négatif ($n_x < n_y < n_z$), en utilisant un accord de phase par biréfringence de type I (oo-e) dans le plan principal XY ($\theta = 90^\circ$), l'angle d'accord de phase φ_{pm} est donné par la relation suivante [86] :

$$\tan^2 \varphi_{pm} = \frac{1 - U}{W - 1} \quad (7.9)$$

avec

$$\begin{cases} U = \left(\frac{n_z(\omega, T)/\lambda_\omega + n_z(\omega, T)/\lambda_\omega}{n_z(2\omega, T)/\lambda_{2\omega}} \right)^2 \\ V = \left(\frac{n_z(\omega, T)/\lambda_\omega + n_z(\omega, T)/\lambda_\omega}{n_x(2\omega, T)/\lambda_{2\omega}} \right)^2 \end{cases}$$

Pour une longueur d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 800\text{ nm}$ et une température de travail à 100°C , l'angle d'accord de phase du triborate de lithium est $\varphi_{pm} = 30.67^\circ$.

7.2 Caractérisation en simple passage du LiB_3O_5 .

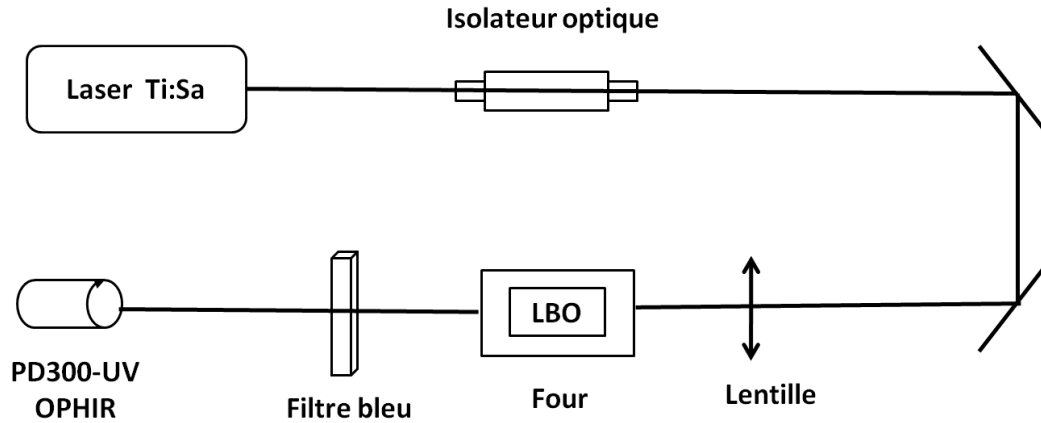


FIGURE 7.3 – Dispositif expérimental pour les tests en simple passage. Un isolateur optique est placé sur le chemin du faisceau laser afin d’empêcher les feedback vers le laser Ti :Sa, l’onde fondamentale est focalisé au centre du cristal LBO à l’aide d’une lentille adéquate dépendant du waist recherché. le filtre bleu placé après le cristal LBO coupe l’onde fondamentale, et laisse passer 70% de l’onde seconde harmonique qui est détectée par la tête silicium PD300-UV du détecteur OPHIR.

L’objectif de cette section est la caractérisation en simple passage des propriétés d’accord de phase du cristal de triborate de lithium utilisé expérimentalement, avant de le placer dans le résonateur. Nous commencerons par déterminer le waist assurant la meilleure efficacité de conversion en simple passage dans le cas d’un cristal LBO de dimension $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}^3$ taillé pour un angle $\varphi = 30.67^\circ$, et dont les faces sont traitées anti-reflet ($R < 0.2\%$ par face) dans la bande 750-850 nm et également dans la bande harmonique correspondante. Nous mesurerons ensuite l’acceptance en température et en longueur d’onde de ce cristal, et nous déterminerons la plage de longueurs d’onde harmonique accessibles à partir d’une onde fondamentale accordable entre 700 et 900 nm et une température de travail comprise entre 30 et 200 °C pour un accord de phase à angle de phase matching fixe ($\varphi_{pm} = 30.67^\circ$ correspondant à l’angle d’accord de phase d’une onde fondamentale à 800 nm et une température de 100 °C).

Du fait de la faible puissance seconde harmonique $P_{2\omega}$ en simple passage (une dizaine de microWatt) pour une puissance fondamentale $P_\omega \simeq 500 \text{ mW}$, les mesures sont faites dans l’obscurité totale avec un détecteur commercial calibré (PD300-UV, OPHIR) devant lequel est placé un filtre bleu (figure 7.3) pour couper l’onde fondamentale et dont la transmission est de 70% à 400 nm. Le cristal LBO est placé dans un four (cylindrique de diamètre 32 mm et de longueur 38 mm, CASTECH modèle CX2) dont la température est régulée au dixième de degré ($\Delta T_{oven} = \pm 0.1^\circ \text{C}$). L’ensemble est monté sur un système mécanique pouvant ajuster à la fois la position du waist dans le cristal avec précision (étage de translation XYZ) et l’angle d’accord de phase φ_{pm} (étage de rotation). Le cristal étant utilisé en incidence normale, la condition d’accord de phase à une autre longueur d’onde

est réalisée en ajustant la température du cristal. Nous avons choisi cette stratégie d'accord en température et non d'accord angulaire en prévision du placement ultérieur du cristal dans le résonateur SHG, afin de ne pas avoir à réaligner la cavité suite à un changement de longueur d'onde entre 790 nm et 810 nm. Par ailleurs le choix du waist au centre du cristal LBO est réalisé par le choix de la focale f de la lentille en aval. Expérimentalement quatre lentilles de focales différentes ont été utilisées pour déterminer l'efficacité de conversion simple passage Γ_{exp} : $f = 50$ mm ($w_0 = 26$ μm), $f = 60$ mm ($w_0 = 32$ μm), $f = 75$ mm ($w_0 = 42$ μm) et enfin $f = 100$ mm ($w_0 = 52$ μm). Pour chaque waist, $\Gamma_{exp}(w_0) = P_{2\omega}/P_\omega^2$ est moyenné pour plusieurs valeurs de la puissance laser (Fig. 7.4), puis la moyenne de Γ_{exp} pour chaque valeur de waist est tracée en fonction de w_0 , et la fonction de focalisation $h(\xi)$ est ensuite calculée d'après (7.4) et ajustée aux données expérimentales en ajustant la valeur du coefficient non linéaire effectif d_{eff} d'après (1.26).

7.2.1 Efficacité de conversion en simple passage du LiB_3O_5 .

L'efficacité de conversion expérimentale en simple passage $\Gamma = P_{2\omega}/P_\omega^2$ est donnée par l'équation (1.26). Elle est évaluée pour plusieurs waists afin de déterminer la taille de faisceau optimisant la conversion seconde harmonique. Pour une longueur d'onde fondamentale à 800 nm et un waist à 26 μm tel qu'illustré par la figure 7.4, un ajustement linéaire par

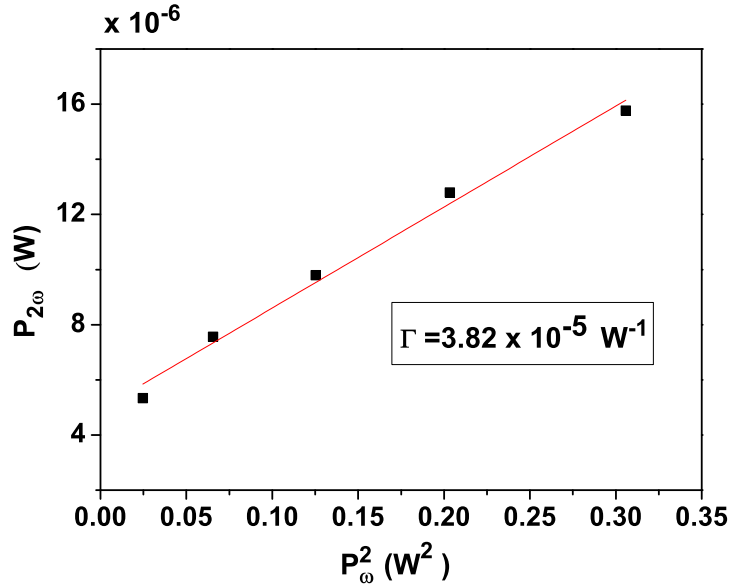


FIGURE 7.4 – Puissance seconde harmonique générée $P_{2\omega}$ corrigée de l'absorption du filtre bleu en fonction de la puissance fondamentale P_ω^2 . Les symboles carrés représentent les points expérimentaux et la droite rouge, la droite des moindres carrés dont la pente est l'efficacité de conversion en simple passage Γ donnée par l'expression gaussienne de l'efficacité de conversion (1.26). Pour une longueur d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 800$ nm et un waist $w_0 = 26$ μm , l'efficacité de conversion $\Gamma = 3.82 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1}$.

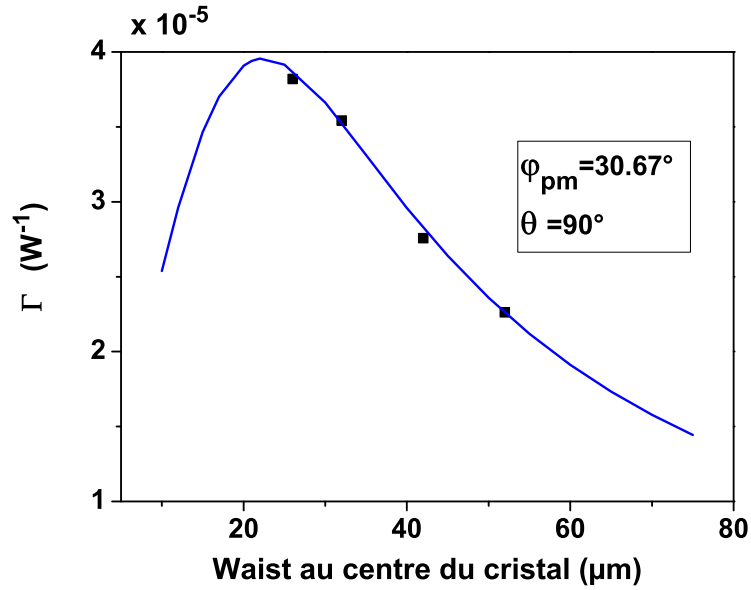


FIGURE 7.5 – Efficacité de conversion en simple passage à $\lambda_\omega = 800$ nm en fonction du waist de focalisation, corrigée de l'absorption du filtre bleu pour différents waists. La courbe en trait plein bleu représente l'efficacité de conversion théorique (1.26) et les symboles carrés les points expérimentaux. L'ajustement du coefficient d_{32} donne exactement, à $\pm 10\%$ près, la valeur donnée par (7.2). L'optimum de conversion est obtenu pour un waist autour de $20 \mu\text{m}$.

la méthode des moindres carrés des mesures expérimentales de la puissance harmonique générée en fonction du carré de la puissance fondamentale, donne une efficacité de conversion égale à $\Gamma_{exp} = 3.82 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1}$. La figure 7.5 met en évidence un bon accord entre les valeurs théoriques (calculées à partir de l'équation (1.26)) et expérimentales témoignant de l'exactitude de la valeur du coefficient non linéaire d_{32} publiée par Velsko *et al.* [82] et Lin *et al.* [83]. On note également que le waist optimisant la conversion SHG est au voisinage de $20 \mu\text{m}$.

Dans le cas d'un résonateur dont le coefficient de surtension est $Q = F/\pi \sim 80$ (correspondant à une finesse $F = 250$), et une puissance fondamentale $P_{in} = 0.5 \text{ W}$, les pertes non linéaires intracavité $\varepsilon_{NL} = \Gamma P_c = 1.5 \times 10^{-2}\%$. Ainsi, du fait de la faiblesse des pertes non linéaires devant les pertes linéaires qui ne peuvent être inférieures à 0.5% , l'adaptation d'impédance optimale sera difficile. En effet la transmission de coupleur optimisant l'impédance matching est $T_1^{opt} = 0.528\%$ (Equ.(3.4)) pour des pertes linéaires de 0.5% à supposer que dans la cavité le waist soit optimal, ce qui n'est pas souvent le cas compte tenu des contraintes liées à l'encombrement du four sur le dimensionnement de la cavité. La puissance harmonique attendue sera donc $P_{2\omega} = \Gamma P_c^2 = 0.36 \text{ W}$. On peut montrer par le calcul que si le coupleur d'entrée dévie ne serait-ce que de 10% de cette valeur optimale, la puissance harmonique réelle s'écroule, d'où la notion d'adaptation d'impédance critique évoquée en introduction lorsque $\varepsilon_{NL} < \varepsilon$.

7.2.2 Acceptance en température et en longueur d'onde.

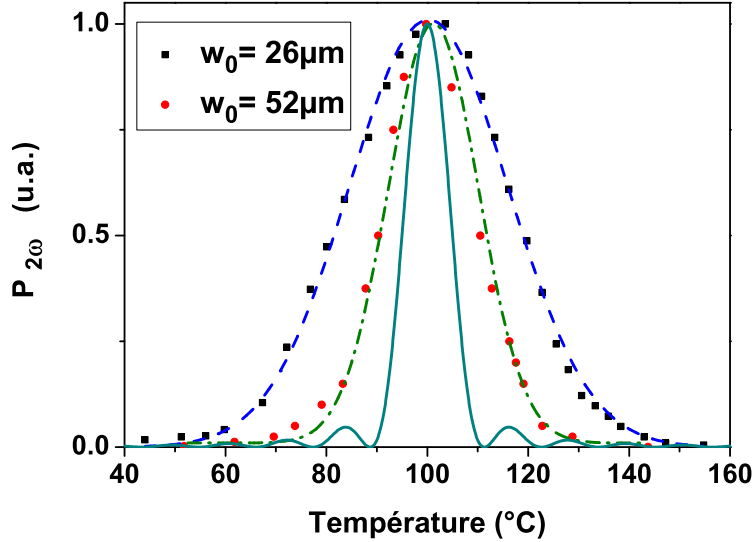


FIGURE 7.6 – Courbes d’acceptance en température de l’accord de phase dans le plan XY du LBO pour différentes valeurs de la focalisation d’une onde fondamentale à 800 nm. La courbe en traits pleins est obtenue dans le cas d’une onde plane, alors que les courbes en traits discontinus sont obtenues pour des ondes gaussiennes à partir des fonctions de focalisation $h(\xi, \sigma, \beta_{2\omega})$ et des coefficients thermo-optiques de Kato *et al.* Cette figure met en évidence l’effet d’élargissement dû à la focalisation sur l’acceptance en température.

Pour évaluer les acceptances en températures et en longueurs d’onde du LBO, nous utilisons une photodiode de silicium muni d’un préamplificateur transimpédance à forte sensibilité (50 mV/nW), dont le bruit résiduel dans l’obscurité totale est de 4 nW. L’utilisation d’une telle photodiode permet de mesurer plus précisément la puissance $P_{2\omega}$ générée, en comparaison avec la tête de mesure PD300-UV du détecteur OPHIR car le bruit résiduel est moins important du fait de l’isolement de sa surface sensible de toute lumière ambiante par un tube métallique noir de longueur 25 mm.

Les acceptances thermique et spectrale sont des données importantes du point de vue expérimental, car elles permettent à l’expérimentateur de connaître la tolérance en température et en longueur d’onde du cristal non linéaire utilisé par rapport aux conditions optimales où l’accord de phase est parfaitement réalisé. Dans ce chapitre, nous définissons les acceptances spectrale et thermique comme étant la largeur à mi-hauteur des courbes $P_{2\omega}(\lambda_\omega)$ et $P_{2\omega}(T)$. Dans le cas du triborate de lithium les acceptances thermique et spectrale (figures 7.6 et 7.7) calculées en tenant compte de l’effet de diffraction (à travers la fonction h) sont 2 à 3 fois plus élevées que celles données par les formules en sondes planes. Elles valent respectivement $\Delta T = 38^\circ \text{C}$ et $\Delta\lambda = 2.2 \text{ nm}$ pour $w_0 = 26 \mu\text{m}$ au lieu de 10°C et 0.66 nm pour les formules en ondes planes.

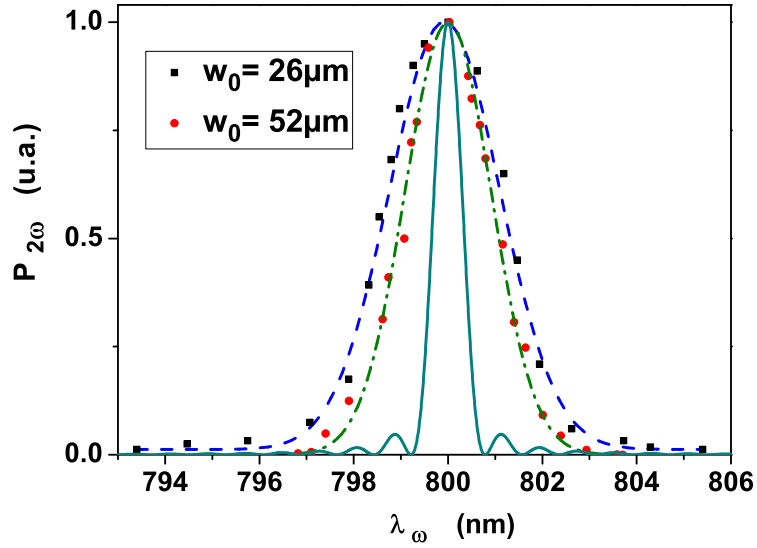


FIGURE 7.7 – Courbes d’acceptance spectrale de l’accord de phase dans le plan XY du LBO pour différentes valeurs de la focalisation d’une onde fondamentale à 800 nm et à $T = 100^\circ \text{C}$. La courbe en traits pleins est obtenue dans le cas d’une onde plane, alors que les courbes en traits discontinus sont obtenues pour des ondes gaussiennes à partir des fonctions de focalisation $h(\xi, \sigma, \beta_{2\omega})$ et des coefficients thermo-optiques de Kato *et al.* Cette figure met en évidence l’effet d’élargissement dû à la focalisation sur l’acceptance spectrale.

7.2.3 Accordabilité en longueur d’onde UV par variation de température.

Le cristal de triborate de lithium sera placé dans un résonateur optique afin d’obtenir des puissances harmonique supérieures à la dizaine de milliWatts. De ce fait la longueur d’onde harmonique est accordée par un phase matching thermique à partir d’une orientation fixe du cristal LBO (correspondant à l’accord de phase à $\lambda_{\omega} = 800 \text{ nm}$ et $T=100^\circ \text{C}$) plutôt qu’un phase matching angulaire afin d’éviter d’avoir à réaligner la cavité à chaque nouvelle longueur d’onde fondamentale utilisée.

La gamme spectrale seconde harmonique expérimentale couverte par le cristal LBO pour une source laser accordable entre 790 et 810 nm et une température de travail comprise entre 30 et 200 $^\circ \text{C}$ à angle de phase matching fixe $\varphi = 30.67^\circ$, s’étend entre 390 et 405 nm (Fig. 7.8). Cette gamme spectrale est sensiblement différente de celle calculée à partir des coefficients thermo-optiques publiés par Tang *et al.* [85] (375 – 420 nm), et peu différente de celles prédites à partir des coefficients thermo-optiques de Kato *et al.* [78] et Velsko *et al.*[82] (396–401nm). Nous venons donc de valider l’exactitude des coefficients thermo-optiques de Kato et Velsko pour une SHG à 800 nm, même si ces derniers peuvent être encore raffinés car ils sous-estiment légèrement nos données expérimentales. Les différences entre nos résultats et les résultats de Tang *et al.* sont liées au fait que leurs mesures des coefficients thermo-optiques n’a été réalisées qu’à 632 nm, il est évident que ces coefficients ont une dépendance non négligeable en longueur d’onde étant donné l’écart entre ces deux

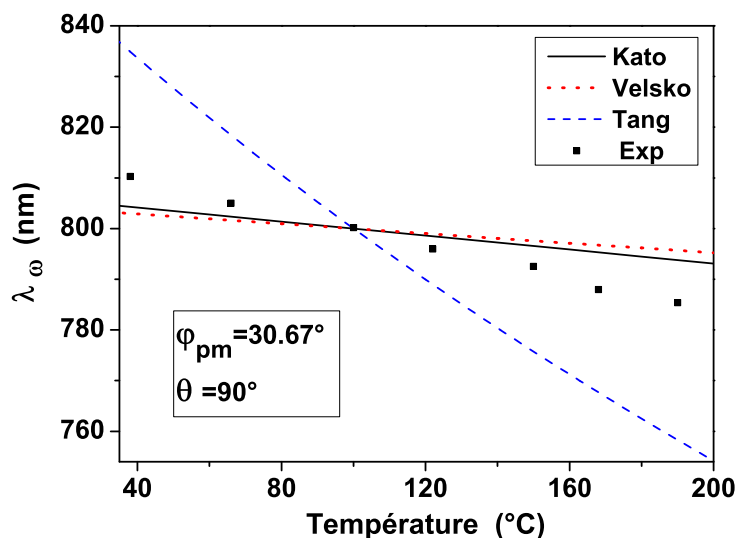


FIGURE 7.8 – Courbe d'accord de phase du triborate de lithium pour une longueur d'onde fondamentale accordable entre 790 nm et 810 nm et une température de travail entre 30 et 200 ° C avec un angle d'accord de phase fixe ($\varphi_{pm} = 30.67^\circ$). La courbe en traits pleins est obtenue avec les coefficients thermo-optiques publiés par Kato *et al.*, la courbe en pointillés rouges avec ceux publiés par Velsko *et al.*, et la courbe bleu discontinue (tirets) avec ceux publiés par Tang *et al.*. Les symboles carrés représentent la courbe de phase matching expérimentale.

courbes, confirmé par les résultats de Kato *et al* et Velsko *et al.* (figure 7.8). Les coefficients thermo-optiques de Kato et Velsko sous-estiment légèrement les résultats expérimentaux (notamment pour des températures supérieures à 160 ° C qui sont hors du domaine de validité de ces coefficients thermo-optiques) malgré un bon accord global.

7.3 Doublage en cavité externe

Pour augmenter la puissance de l'onde seconde harmonique générée, le cristal de triborate de lithium est placé dans une cavité en anneau résonnant à l'onde fondamentale. Les paramètres de cette cavité doivent concilier d'une part par le waist assurant l'optimum de conversion SHG tout en tenant compte de l'encombrement géométrique du four chauffant le cristal LBO. L'encombrement du four donne une limite inférieure à l'angle de pliage du résonateur et à la distance L_1 entre les miroirs sphériques. Souvent un compromis sacrifiant le waist théorique optimal au centre du cristal pour des valeurs plus grandes du waist doit être trouvé. En outre, pour des raisons pratiques ce résonateur optique est configuré de façon à être stable en présence ou en absence de cristal non linéaire.

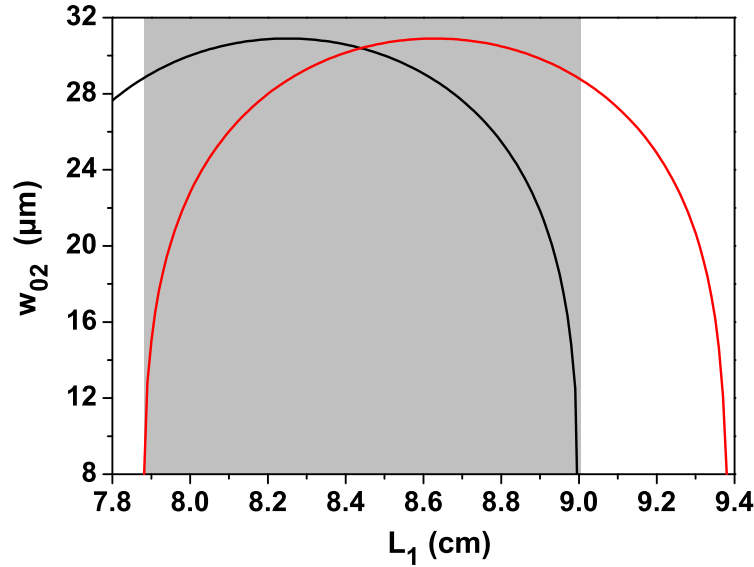


FIGURE 7.9 – Domaine de stabilité de la cavité SHG. la courbe noire représente le domaine de stabilité de la cavité lorsqu'elle est à vide et la courbe rouge en présence du cristal LBO. La zone ombrée est le domaine de stabilité commun. L_1 étant la distance entre les miroirs sphériques et w_{02} le waist au centre du bras M3-M4.

7.3.1 Dimensionnement de la cavité SHG

A l'instar de la cavité OPO, la cavité de génération de seconde harmonique est une cavité en anneau constituée par deux miroirs plans M1 et M2 et deux miroirs sphériques M3 et M4. Il suffit donc de reprendre les mêmes relations développées au chapitre 4 à la section 4.3 pour concevoir cette cavité et établir son domaine de stabilité.

En considérant un rayon de courbure $R = -75$ mm pour les miroirs sphériques M3-M4, et une distance $L_2 = 45$ cm, les zones de stabilité de la cavité SHG sont données par la figure 7.9. Le domaine de stabilité commun de la cavité SHG, en présence et en l'absence de cristal LBO est obtenu pour des distances entre les miroirs sphériques comprises entre 7.9 cm et 9 cm. La distance L_1 sera choisie à la fois de telle façon à minimiser son angle de pliage (qui est également fonction de l'encombrement du four) afin de limiter les effets de l'astigmatisme et à obtenir un waist au centre du cristal proche de la valeur optimisant la conversion SHG ($w_0 \simeq 20 \mu\text{m}$, voir les sections 3.2 et 7.2).

La longueur totale de la cavité est $\Lambda = 496$ mm (FSR ~ 605 MHz), avec une distance entre les miroirs sphériques valant $L_1 = 86$ mm (voir Fig.4.7), ce qui nous donne un waist d'onde fondamentale w_{02} égal à $32 \mu\text{m}$ au centre du cristal LBO. Le demi-angle de pliage de la cavité SHG est pris égal à 17° (valeur imposée par l'encombrement du four chauffant le cristal LBO de diamètre 36 mm et de longueur 38 mm) dans le but de limiter les effets d'astigmatisme.

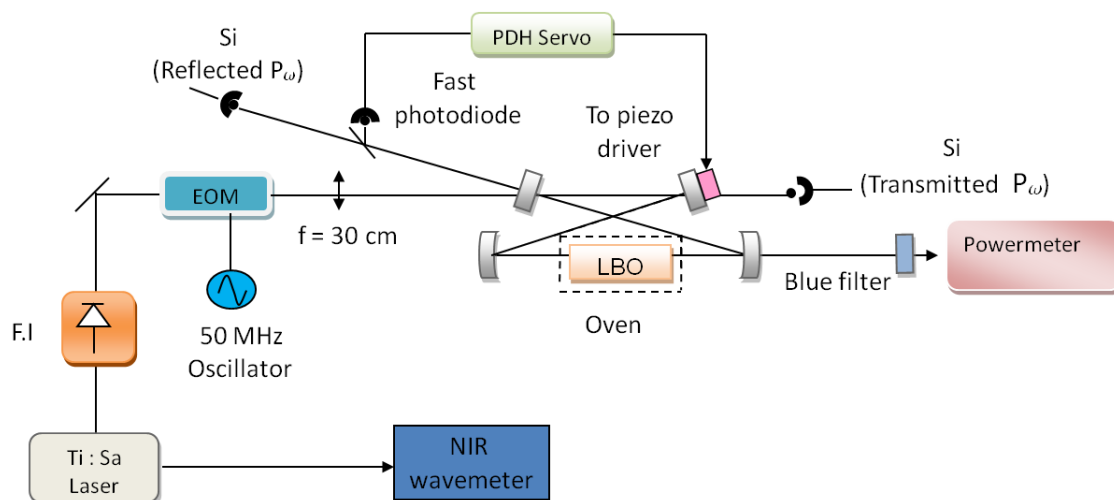


FIGURE 7.10 – Dispositif expérimental de la cavité de génération de seconde harmonique. La cavité SHG (centre de la figure) est une cavité en anneau formé de deux miroirs sphériques et de deux miroirs plans. L'onde fondamentale est couplée dans la cavité par un coupleur plan ($T_\omega = 1\%$), après avoir été modulée en phase à $f_{RF} = 50$ MHz par un modulateur électro-optique (EOM) pour créer les deux bandes latérales utilisées en réflexion pour asservir la cavité sur la fréquence porteuse ω . Le cristal de LBO est monté dans un four régulé en température. L'onde SH ressort de la cavité par le miroir sphérique de droite. Un filtre coloré est placé à la sortie de la cavité pour couper l'onde fondamentale résiduelle.

7.3.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental de la cavité de génération de seconde harmonique est présenté sur la figure 7.10. Le cristal de triborate de lithium est placé dans la cavité constituée par deux miroirs plans M1 et M2 et deux miroirs sphériques M3 et M4 de rayon de courbure $ROC = -75$ mm. Le coupleur d'entrée de la cavité SHG a une transmission partielle sur l'onde fondamentale ($700 \text{ nm} < \lambda_\omega < 900 \text{ nm}$), avec $T_1 = 1\%$, 0.5% ou 0.1% (les trois valeurs disponibles expérimentalement), en revanche les autres miroirs sont hautement réfléchissants à la longueur d'onde fondamentale ($R = 99.99\%$) et hautement transparents aux longueurs d'onde seconde harmonique ($T = 96\%$ pour $350 \text{ nm} < \lambda_{2\omega} < 450 \text{ nm}$, voir la figure 7.11). De plus le cristal LBO est traité antireflet sur les bandes fondamentale ($R_\omega = 0.2\%$ par face) et seconde harmonique ($R_{2\omega} = 0.6\%$ par face). Compte tenu de la très grande acceptation en température du cristal LBO (38°C pour un waist de $23 \mu\text{m}$, même si le waist réel dans la cavité avoisine probablement $w_0 \sim 30\text{-}35 \mu\text{m}$), la stabilité en température du chauffage de ce cristal est suffisante.

Comme dans le cas du PRSRO, la puissance maximale incidente à la cavité SHG est égale à 480 mW du fait des pertes introduites par l'isolateur optique et des différentes optiques. L'adaptation de mode du faisceau fondamental est réalisée par une lentille de focale $f = 400 \text{ mm}$ fournissant un gros waist de $w_1 = 236 \mu\text{m}$ entre les miroirs plans. L'efficacité d'adaptation de mode est supérieure à 96% tel qu'illustré par la figure 7.13

7.3. DOUBLAGE EN CAVITÉ EXTERNE

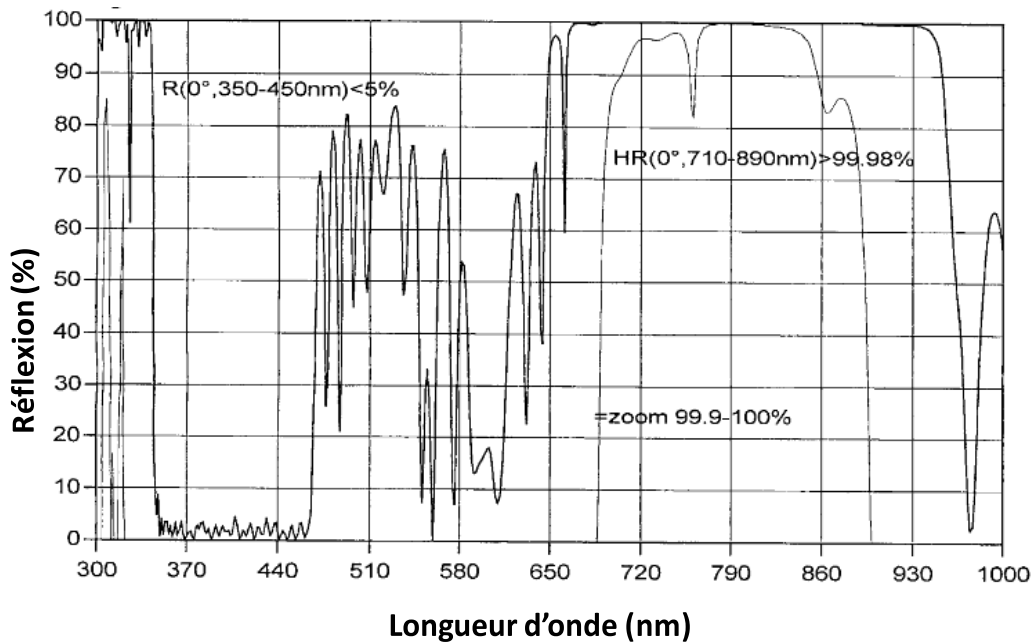


FIGURE 7.11 – Revêtement HR des miroirs M2, M3 et M4 à l'onde fondamentale entre ($710 \text{ nm} \leq \lambda \leq 890 \text{ nm}$). Ces miroirs sont hautement transmissifs aux longueurs d'onde harmonique ($R < 4\%$).

(mesure faite à partir des franges de l'onde fondamentale détectées en transmission par une photodiode de Silicium) et une finesse $F = 530$ est obtenue en présence du cristal LBO avec le coupleur $T_1 = 0.5\%$ ($F = 225$ avec $T_1 = 1\%$), correspondant à une puissance intracavité $P_c = (F/\pi)P_{in} \simeq 84 \text{ W}$ ($T_1 = 0.5\%$) et $P_c \simeq 37 \text{ W}$ ($T_1 = 1\%$).

Par ailleurs, l'efficacité de *l'impedance matching* est estimée à partir du contraste des franges en réflexion de l'onde fondamentale (Fig. 7.13), et vaut $C \sim 75\%$ lorsque la cavité est à vide contre $C \sim 82\%$ en présence du cristal. Cette amélioration au niveau de l'impédance matching est liée aux pertes non linéaires additionnelles introduites par la conversion du fondamental vers la seconde harmonique. La puissance P_c de l'onde fondamentale stockée dans la cavité SHG est estimé à $\sim 80 \text{ W}$ (franges fondamentales en transmission à la figure 7.13 détectée par une photodiode de silicium calibrée). L'onde seconde harmonique sortant par le miroir M4 est filtré des résidus de l'onde fondamentale par un filtre bleu. Le profil spacial du faisceau seconde harmonique généré n'est pas gaussien mais elliptique suivant le plan XY du cristal. Ce profil spacial est lié au phénomène de double réfraction combiné aux effets de forte focalisation que l'onde harmonique de polarisation extraordinaire subit lors de sa propagation dans le cristal dans le plan XY.

Pour obtenir une génération de seconde harmonique en régime continu, il est nécessaire d'asservir la longueur de la cavité SHG sur la fréquence de l'onde fondamentale. Comme dans le cas du PRSRO, nous utilisons la méthode d'asservissement de Pound-Drever-Hall

(PDH) pour l'importante plage de capture que cette technique offre. Le même modulateur électro-optique (EOM) et la même électronique de génération du signal d'erreur utilisés pour le PRSRO sont alors utilisés, à l'exception de la photodiode rapide qui est une photodiode de silicium de surface 1 mm^2 câblée (Fig.7.12) et polarisée en inverse par une pile à -4.5 V pour détecter le battement à 50 MHz . Ce signal de battement est amplifié par un amplificateur de tension d'impédance d'entrée 50Ω et dont la bande passante est 200 MHz (FEMTO GmbH model HVA-200M-40-B).

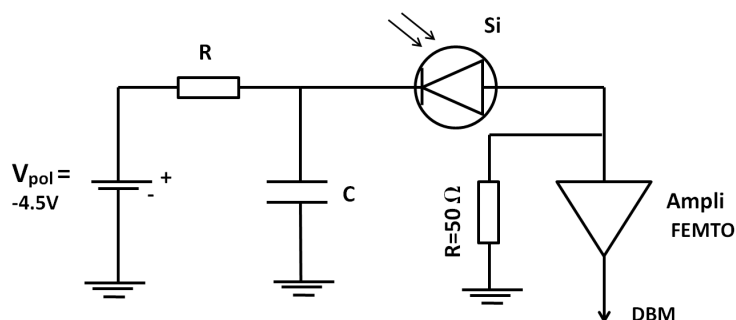


FIGURE 7.12 – Schéma de principe de la détection du battement servant dans la construction du signal d'erreur du PDH.

7.3.3 Résultat expérimentaux : signal d'erreur

Néanmoins du fait d'une finesse plus importante dans le cas de la cavité de doublage (530 contre 80 pour le PRSRO), quelques différences sont observées sur le signal d'erreur Pound-Drever-Hall (Fig. 7.13 et Fig.5.3) : une pente à l'origine plus raide dans le cas de la cavité de doublage et un signal d'erreur plus relevé lorsqu'on s'écarte de l'origine. Ce qui devrait se traduire par une meilleure correction des bruits.

Par ailleurs un filtre commercial proportionnel intégrateur (BR-Labs model LCF-02) est utilisé pour rétro-agir sur la longueur de la cavité SHG. La partie proportionnelle de ce filtre est désactivée pour éviter l'excitation de la première fréquence de résonance de la PZT qui se trouve vers 10 kHz , seule l'étage intégrateur est actif. Compte tenu du manque de gain aux basses fréquences, le signal d'erreur est réintégré par un deuxième lockbox commercial (New Focus) et le signal basse fréquence de correction est sommé à l'ampli HV, ce qui améliore les performances du lock à l'instar du filtre correcteur maison que nous avons développé pour asservir le PRSRO.

7.3.4 Résultat expérimentaux : efficacité de conversion UV

Pour réaliser l'adaptation d'impédance, nous ne disposons que de trois coupleurs : $T_1 = 1\%$, 0.5% et 0.1% . On rappelle que l'impédance matching optimale est obtenue lorsque la transmission du coupleur d'entrée égale les pertes intracavité (linéaires et non linéaires) sur un tour. Dans un premier temps, nous avons commencé par tester le coupleur dont la transmission est de 1% . En l'absence de cristal LBO, l'adaptation de mode quasi-parfaite

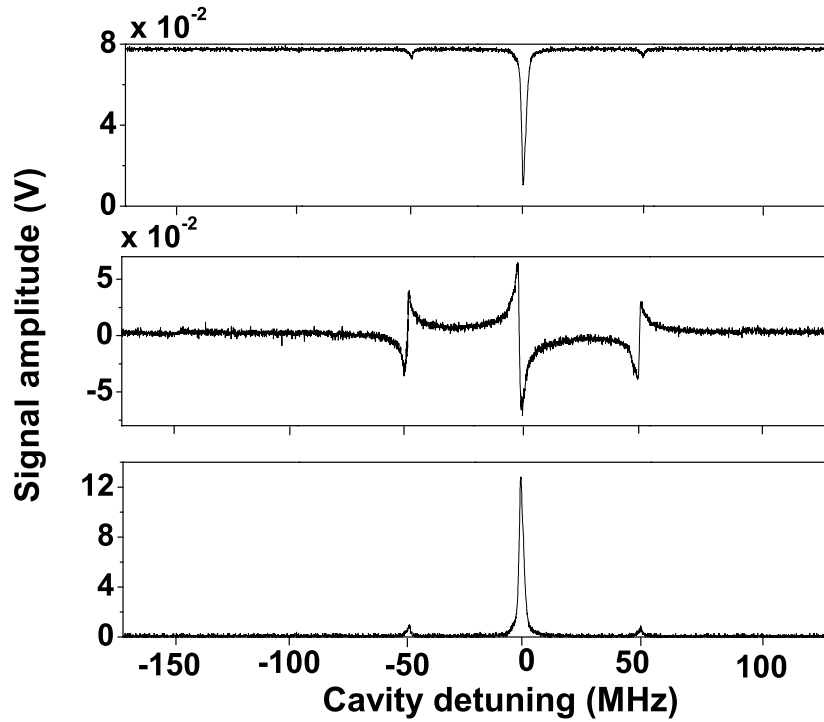


FIGURE 7.13 – De bas en haut : (i) franges fondamentales détectées en transmission en fonction du balayage de la cavité sur $\Delta L_{cav} = 0.2 \mu\text{m}$. (ii) Signal d'erreur dispersif PDH permettant d'asservir la longueur de la cavité SHG sur la porteuse ω , c'est à dire au minimum de la frange en réflexion. (iii) Franges fondamentales détectées en réflexion par une photodiode rapide.

est obtenue avec la lentille de focale $f = 400 \text{ mm}$ donnant un waist de $w_{01} = 236 \mu\text{m}$ proche du waist calculé par les matrices ABCD ($w_{01} = 222 \mu\text{m}$). Pour un coupleur de transmission $T_1 = 1\%$, la finesse de la cavité à vide est de 320 avec un contraste en réflexion égal à $C = 80\%$. En conséquence les pertes passives totales $\varepsilon_T = 2\pi/F$ liées aux miroirs de la cavité sont égales à $\varepsilon_T = 1.96\%$. Si l'on défalque la transmittance du coupleur d'entrée, les pertes passives du résonateur vide excluant le coupleur d'entrée peuvent être estimées à $\varepsilon \sim 0.96\%$. Cette valeur est probablement surestimée par les incertitudes de mesure sur F , les pertes par diffusions sur les miroirs HR ne devant probablement pas excéder $\sim 0.3\%$. Lorsque le cristal LBO est introduit dans la cavité, la finesse chute à $F = 250$ à cause des pertes linéaires (anti-reflet imparfait) et non linéaires additionnelles, en revanche le contraste en réflexion augmente légèrement ($C = 81\%$). La figure 7.14 montre la puissance UV obtenue (symboles "carrés rouges") en fonction de la puissance incidente devant le coupleur d'entrée. La puissance intracavité en présence du LBO accordé en phase à 800 nm est $P_c = QP_{in} \sim 38 \text{ W}$, en conséquence les pertes non linéaires sont égales à $\varepsilon_{NL} = \Gamma P_c = 1.45 \times 10^{-2}\%$. Ces pertes sont très inférieures aux pertes linéaires, d'où la faible efficacité de conversion $\eta = 1.1\%$. Sur la figure 7.14 la courbe en trait plein est un ajustement des données expérimentales à l'équation (3.3) donnant l'efficacité de conversion, en utilisant comme variable d'ajustement les pertes linéaires ε . On trouve alors $\varepsilon < 0.2\%$,

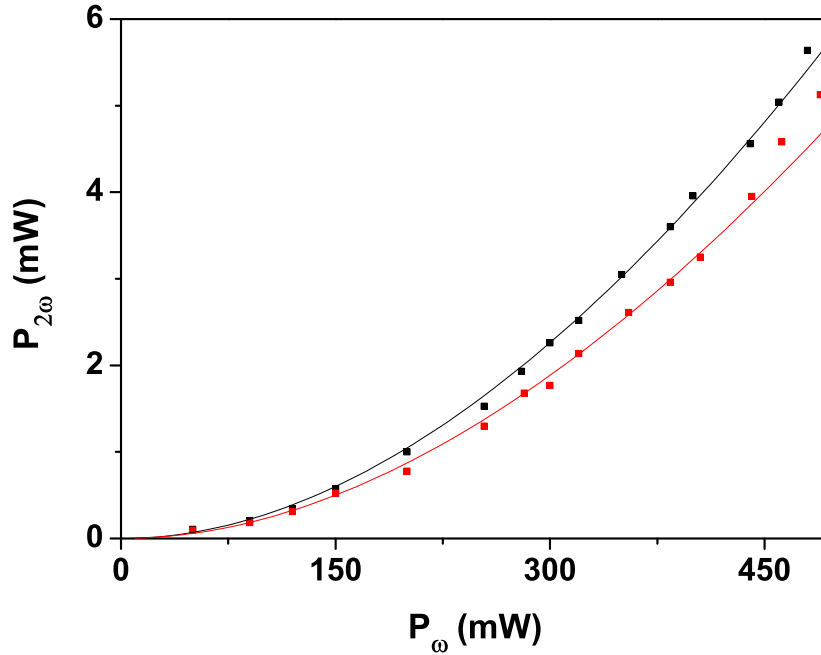


FIGURE 7.14 – Puissance UV ($\lambda_{2\omega} = 400$ nm) générée en fonction de la puissance fondamentale incidente à la cavité de doublage pour deux valeurs de transmission de coupleur d’entrée T_1 et à 800 nm. La courbe en symboles carrés noirs et rouges correspondent respectivement à un coupleur d’entrée de transmission $T_1 = 99.95\%$ et $T_1 = 99\%$. Les courbes en traits pleins correspondent à l’ajustement par la méthode des moindres carrés des résultats expérimentaux par l’équation (3.3). Les pertes linéaires ainsi déduites sont respectivement $\varepsilon = 0.11\%$ et $\varepsilon = 0.049\%$. Les puissances harmonique données par cette figure, ont été corrigées des pertes par absorption du filtre bleu. Pour une puissance fondamentale égale à 480 mW, l’efficacité de conversion est d’environ $\eta_{exp} = 1.17\%$.

une valeur des pertes passives plus en accord avec la réalité mais toujours dominant par rapport aux pertes non linéaires. La cavité est manifestement sur-couplée avec $T_1 = 1\%$ et il faut donc utiliser un coupleur de moindre transmittance si l’on veut optimiser la puissance UV, malgré le fait que nous sommes encore dans un régime où $\varepsilon_{NL} < \varepsilon$ (nous n’avons pas pu mesurer les pertes linéaires avec le coupleur $T_1 = 0.5\%$, afin de ne pas à avoir à réaligner toute la cavité en sortant le cristal).

L’utilisation d’un coupleur de transmission $T_1 = 0.5\%$ permet d’avoir une finesse de cavité de $F = 533$ ($Q = 170$) en présence du LBO avec un contraste de $C = 82\%$. La puissance intracavité est d’environ 80 W, en conséquence les pertes non linéaires $\Gamma P_c \sim 3 * 10^{-2}\%$. Tel que représenté à la figure 7.14, l’utilisation d’un coupleur de transmission 0.5% ne donne lieu qu’à une amélioration modeste de l’efficacité de conversion ($\eta = 1.17\%$ contre 1.1% avec un coupleur de transmission 1%). La cavité est encore sur-couplée, il est donc nécessaire d’utiliser un coupleur dont la transmission est inférieure à 0.5%. En conséquence l’adaptation d’impédance optimale devrait correspondre à une valeur de T_1 comprise entre

0.5% et 0.1% illustrant la criticalité de l'adaptation d'impédance dans le cas $\varepsilon_{NL} < \varepsilon$

7.4 Conclusions et perspectives d'amélioration

Compte tenue de la faible non linéarité du triborate de lithium et de la difficulté à réaliser une adaptation d'impédance optimale avec une puissance fondamentale petite (de l'ordre de 480 mW), la puissance harmonique générée est faible. En effet les efficacités de conversion harmoniques élevées rapportées dans la littérature concernent des puissances fondamentales élevées (supérieures au Watt) [17, 12], pour lesquels les pertes non linéaires $\varepsilon_{NL} = \Gamma P_c$ excèdent les pertes linéaires ε . Pour augmenter la puissance UV au-delà de 5.64 mW, il existe plusieurs alternatives :

(a) améliorer l'adaptation d'impédance en essayant différents coupleurs entre $T_1 = 0.1\%$ et $T_1 = 0.5\%$. Cependant cette adaptation d'impédance même optimale par rapport aux pertes linéaires ne ferait qu'augmenter la puissance intracavité sans probablement pour autant inverser la condition $\varepsilon_{NL} < \varepsilon$

(b) augmenter la puissance fondamentale disponible à l'entrée de la cavité de doublage en remplaçant le laser de pompe Millennia-5W du laser Ti :Sa par un Millennia-10W ou 18W ($P_{Ti:Sa} = 1.4 \text{ W}$ à 2 W au lieu de $P_{Ti:Sa} = 0.7 \text{ mW}$). Les pertes non linéaires seront alors plus importantes que les pertes linéaires et l'adaptation d'impédance non linéaire garantissant des taux de conversion élevés pourra être plus facilement réalisée. La réduction de la taille du four pourrait également permettre de dimensionner la cavité avec un waist plus petit s'approchant de $w_0^{opt} = 20 \mu\text{m}$.

(c) utiliser un cristal QPM à plus forte non linéarité qui permettra de relâcher la contrainte de criticalité de l'impédance matching avec l'utilisation d'un coupleur plus transmissif [14].

7.4. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES D'AMÉLIORATION

Conclusion

CONCLUSION

A l'issue de ce travail de thèse, deux sources continues et largement accordables dans les domaines IR et UV ont été réalisées, par des processus non linéaires de génération paramétrique et de doublage de fréquence, à partir d'un laser Ti :Al₂O₃ continu, monomode et délivrant 760 mW .

La source IR est un oscillateur paramétrique optique pompé par un laser titane-saphir continu résonant à la fois sur la pompe et le signal (PRSRO), et délivrant une puissance de l'ordre du mW pour l'onde signal (1 μm à 1.6 μm) et une puissance supérieure à 20 mW sur une octave de longueur d'onde IR entre 1.7 μm et 3.6 μm . Le PRSRO émet un rayonnement IR stable pendant 1 heure grâce à une asservissement robuste de sa longueur de cavité sur la fréquence du laser titane saphir. Ces puissances sont suffisantes pour les applications radiométriques. Néanmoins, deux améliorations des performances du PRSRO sont à envisager, notamment sur la couverture spectrale au-delà de 3.6 μm . Pour pouvoir couvrir le spectre IR entre 3.6 μm et 4 μm , limite du domaine de transparence du cristal non linéaire, il faudra pomper l'OPO à une longueur d'onde supérieure à 850 nm pour laquelle une seule paire de solutions signal-idler peut osciller.

La puissance idler devra être asservie en intensité avant de pouvoir être envoyée sur le radiomètre cryogénique du laboratoire. Pour l'extension vers 4–4.5 μm , il sera nécessaire de disposer d'un laser titane-saphir délivrant au moins 1.5-2 W de puissance monofréquence, et donc d'un laser de pompe à 532 nm d'également 15-18 W de puissance de pompe, afin de pallier aux pertes additionnelles de l'onde idler en bord du domaine de transparence du cristal non linéaire qui auront pour effet d'accroître le seuil d'oscillation du PRSRO.

La source UV est obtenue par doublage de fréquence du laser Ti :Al₂O₃ accordable entre 790 et 810 nm, dans un cristal de triborate de lithium placé dans un résonateur optique en anneau, de finesse $F = 533$ (coefficient de surtension $Q = F/\pi \sim 170$) et dont la longueur est asservie sur la fréquence du laser Ti :Al₂O₃ par une méthode de Pound-Drever-Hall (PDH). Un accord de phase en température à angle de phase matching fixe ($\varphi_{pm} = 30.67^\circ$ pour $\lambda_\omega = 800$ nm à T=100 °) est utilisé afin d'éviter de désaligner la cavité de surtension à chaque nouvelle longueur d'onde seconde harmonique. La couverture spectrale seconde harmonique obtenue s'étend de 390 nm à 405 nm. A partir d'une puissance fondamentale de 480 mW à l'entrée de la cavité de surtension et un coupleur d'entrée dont la transmission $T = 99.5\%$, 5.64 mW de bleu ont été obtenue correspondant à une efficacité de conversion de 1.17%. Deux alternatives sont possibles pour augmenter cette efficacité de conversion. La première alternative étant d'utiliser un laser Ti :Al₂O₃ plus puissant en remplaçant le Millennia-5W par un laser de pompe vert fournissant au moins 15 W. L'autre alternative consiste à utiliser un milieu non linéaire de plus forte non linéarité tel que celles des matériaux à inversion de domaines de polarisation (PPLN, PPSLT, PPKTP) en dépit des effets thermiques associés.

CONCLUSION

Bibliographie

- [1] A. Kosterev, G. Wysocki, Y. Bakhirkin, S. So, R. Lewicki, M. Fraser, F. Tittel, and R.F. Curl. *Application of quantum cascade lasers to trace gas analysis. Appl. Phys. B*, **90** :165–176, (2007).
- [2] R.C. Eckardt, C.D. Nabors, W.J. Kozlovsky, and R.L. Byer. *Optical parametric oscillator frequency tuning and control. J. Opt. Soc. Am. B*, **8** :646–666, (1991).
- [3] S. Schiller. *Optical parametric oscillators (continuous wave). Encyclopedia of modern optics*, **4** :51–61, (2004).
- [4] U. Strobner, J.P. Meyn, R. Wallenstein, P. Urenski, A. Arie, G. Rosenman, J. Mlynek, S. Schiller, and A. Peters. *Single-frequency continuous-wave optical parametric oscillator system with an ultrawide tuning range of 550 to 2830 nm. J. Opt. Soc. Am. B*, **19** :1419–1424, (2002).
- [5] S.T. Yang, R.C Eckart, and R.L. Byer. *Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator pumped by a single-frequency resonantly doubled Nd :YAG laser. Opt. Lett.*, **18** :971–973, (1993).
- [6] P. Maddaloni, G. Gagliardi, P. Malara, and P. De Natale. *A 3.5 mW continuous-wave difference-frequency source around 3 μ m for sub-Doppler molecular spectroscopy. Appl. Phys. B*, **80** :141–145, (2004).
- [7] M.F. Witinski, J.B. Paul, and J.G. Anderson. *Pump enhanced difference-frequency generation at 3.3 μ m. Appl. Opt.*, **48** :2600–2606, (2009).
- [8] A. Rihan, T Zanon-Willette, E. Andrieux, M. Cadoret, and J.J. Zondy. *Perturbative theory for continuous-wave optical parametric oscillators. Soumis à Phys. Rev. A*, , (2011).
- [9] S. Schiller, K. Schneider, and J. Mlynek. *Theory of an optical parametric oscillator with resonant pump and signal. J. Opt. Soc. Am. B*, **16** :1512–1524, (1999).
- [10] G.A. Turnbull, D. McGloin, I.D. Lindsay, M. Ebrahimzadeh, and M.H. Dunn. *Extended mode-hop-free tuning by use of a dual-cavity, pump-enhanced optical parametric oscillator. Opt. Lett.*, **25** :341–343, (2000).
- [11] A. G. Getman, S. V. Popov, and J. R. Taylor. *7W average power, high-beam-quality green generation in MgO-doped stoichiometric periodically poled lithium tantalate. Appl. Phys. Lett.*, **85** :3026–3028, (2004).
- [12] I. Ricciardi, M.D. Rosa, A. Rocco, P. Ferraro, and P.D. Natale. *Cavity-enhanced generation of 6W cw second-harmonic power at 532 nm in periodically-poled MgO :LiTaO₃. Optics Express*, **18** :10985–10994, (2010).

- [13] Y. Chen, R. Wu, X. Zeng, Y. Xia, and X. Chen. *Type I quasi-phase-matched blue second harmonic generation with different polarizations in periodically poled LiNbO₃*. *Optics and Laser Technology*, **38** :19–22, (2006).
- [14] K. Schneider, S. Schiller, J. Mlynek, M. Bode, and I. Freitag. *1.1 W single-frequency 532 nm radiation by second-harmonic generation of a miniature Nd :YAG ring laser*. *Opt. Lett.*, **21** :1999–2001, (1996).
- [15] Y. Chen, X. Chen, S. Xie, X. Zeng, Y. Xia, and Y. Chen. *Polarization dependence of quasi-phase-matched second-harmonic generation in bulk periodically poled LiNbO₃*. *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, **4** :324–328, (2002).
- [16] X. Ding, R. Wang, H. Zhang, W. Q. Wen, L. Huang, P. Wang, J. Q. Yao, X. Y. Yu, and Z. Li. *Generation of 3.5W high efficiency blue-violet laser by intracavity frequency-doubling of an all-solid-state tunable Ti :sapphire laser*. *Opt. Express*, **16** :pp 4582–4587, (2008).
- [17] Y. Asakawa, H. Kumagai, K. Midorikawa, and M. Obara. *50 percent frequency doubling efficiency of 1.2-W cw Ti :sapphire laser at 746 nm*. *Optics Communications*, **217** :311–315, (2003).
- [18] M. Ghotbi and M. Ebrahimzadeh. *Optical second harmonic generation properties of BiB₃O₆*. *Optics Express*, **24** :6002–6019, (2004).
- [19] D.N. Nikogosyan. *Nonlinear Optical Crystals : A Complete Survey*. Springer, 2005.
- [20] P.A Franken, A.E. Hill, C.W. Peters, and G. Weinreich. *Generation of Optical Harmonics*. *Phys. Rev. Lett.*, **7** :118–119, (1961).
- [21] A. Yariv. *Optical electronics*. Saunders College, 1971.
- [22] J.J Zondy, C. Bonnin, and D. Lupinski. *Second harmonic generation with monolithic walk-off-compensating periodic structures. I. Theory*. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20** :1675–1694, (2003).
- [23] C. Droz, H. Kouta, and Y. Kuwano. *Walk-off compensated 266-nm generation with two beta-BaB₂O₄ crystals*. *Optical Review*, **6** :97–99, (1999).
- [24] D. J. Armstrong, W. J. Alford, T. D. Raymond, and A. V. Smith. *Parametric amplification and oscillation with walkoff-compensating crystals*. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14** :460–474, (1997).
- [25] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P.S. Pershan. *Interactions between light waves in a nonlinear dielectric*. *Phys. Rev.*, **127** :1918–1939, (1962).
- [26] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, and J. W. Pierce. *Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃*. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12** :2102–2116, (1995).
- [27] G.D. Boyd and D.A. Kleinman. *Parametric interaction of focused Gaussian light beams*. *J. Appl. Phys.*, **39** :3597–3639, (1968).
- [28] J.J. Zondy, D. Kolker, C. Bonnin, and D. Lupinski. *Second-harmonic generation with monolithic walk-off-compensating periodic structures. II. Experiments*. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20** :1695, (2003).
- [29] S.P. Velsko, M. Webb, L. Davis, and C. Huang. *Phase-matched harmonic generation in lithium triborate (LBO)*. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27** :2182–2192, (1991).

- [30] D.A. Kleinman and R.C. Miller. *Dependence of second harmonic generation on the position of the focus.* *Phys. Rev.*, **148** :302–312, (1966).
- [31] J.J Zondy. *Comparative theory of walkoff-limited type II versus type I second harmonic generation with gaussian beam.* *J. Opt. Comm.*, **81** :427–440, (1991).
- [32] J.A. Giordmaine and R.C. Miller. *Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies.* *Phys. Rev. Lett.*, **14** :973–976, (1965).
- [33] R. C. Eckardt, C. D. Nabors, W. J. Kozlovsky, and R. L. Byer. *Optical parametric oscillator frequency tuning and control.* *J. Opt. Soc. Am. B*, **8** :646–667, (1991).
- [34] S. T. Yang, R. C. Eckardt, and R. L. Byer. *Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator pumped by a single-frequency resonantly doubled Nd :YAG laser.* *Opt. Lett.*, **18** :971–973, (1993).
- [35] S. T. Yang, R. C. Eckardt, and R. L. Byer. *1.9-W cw ring-cavity KTP singly resonant optical parametric oscillator.* *Opt. Lett.*, **19** :475–477, (1994).
- [36] G. Robertson, M.J. Padgett, and M.H. Dunn. *Continuous-wave singly resonant pump-enhanced type II LiB₃O₅ optical parametric oscillator.* *Opt. Lett.*, **19** :1735–1737, (1994).
- [37] J.-J. Zondy, A. Douillet, A. Tallet, E. Ressayre, and M. Le Berre. *Theory of self-phase-locked optical parametric oscillators.* *Phys. Rev. A*, **63** :023814–1–023814–14, (2001).
- [38] R. DeSalvo, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae, G. Stegeman, and E. W. Van Stryland. *Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP.* *Opt. Lett.*, **17** :28–30, (1992).
- [39] A.E. Siegman. *Nonlinear Optical Effects : An Optical Power Limiter.* *Appl. Opt.*, **1** :127–132, (1962).
- [40] T. Debuisschert, A. Sizmann, E. Giacobino, and C. Fabre. *Type-II continuous-wave optical parametric oscillators : oscillation and frequency-tuning characteristics.* *J. Opt. Soc. Am. B*, **10** :1668–1680, (1993).
- [41] S.E Harris. *Tunable Optical Parametric Oscillators.* *Proc. of the IEEE*, **57** :2096–2113, (1969).
- [42] J.J. Zondy. *The effects of focusing in type-I and type-II difference-frequency generations.* *Opt. Commun.*, **149** :181–206, (1998).
- [43] G. D. Boyd and A. Ashkin. *Theory of Parametric Oscillator Threshold with Single-Mode Optical Masers and Observation of Amplification in LiNbO₃.* *Phys. Rev.*, **146** :187–198, (1966).
- [44] A. Yariv and P. Yeh. *Optical waves in crystals : propagation and control of laser radiation.* Wiley, 1984.
- [45] R.G. Smith. *Theory of Intracavity Optical Second-Harmonic Generation.* *IEEE J. Quantum Electronics*, **6** :215–223, (1969).
- [46] S. E. Ou, Z. Y. and Pereira, E. S. Polzik, and H. J. Kimble. *85% efficiency for cw frequency doubling from 1.08 to 0.54 μ m.* *Opt. Lett.*, **17** :640–642, (1992).

- [47] S. Ast, R.M. Nia, A. Schönbeck, J. Lastzka, N. and Steinlechner, T. Eberle, M. Mehmet, S. Steinlechner, and R. Schnabel. *High-efficiency frequency doubling of continuous-wave laser light*. *Opt. Lett.*, **36** :640–642, (2011).
- [48] W.J. Kozlovsky, C.D. Nabors, and R.L. Byer. *Efficient second harmonic generation of a diode-laser-pumped cw Nd :YAG laser using monolithic MgO :LiNbO₃ external resonant cavities*. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24** :913–919, (1998).
- [49] A. Ashkin, G.D. Boyd, and J.M. Dziedzic. *Resonant optical second harmonic generation and mixing*. *IEEE J. Quantum Electron. QE-2*, **6** :109–123, (1966).
- [50] E.S. Polzik and H.J. Kimble. *Frequency doubling with KNbO₃ in an external cavity*. *Opt. Lett.*, **16** :1400–1402, (1991).
- [51] R. Le Targat, J.-J. Zondy, and P. Lemonde. *75 percent-Efficiency blue generation from an intracavity PPKTP frequency doubler*. *Optics Communications*, **247** :471–481, (2005).
- [52] J. J. Zondy, A. Douillet, and A. Clairon. *Thermal effects limitations in mid-infrared continuous wave optical parametric oscillators*. *Journal Of Materials Science Materials in Electronics*, **12** :451–460, (2001).
- [53] A. Douillet, J.-J. Zondy, A. Yelisseyev, S. Lobanov, and L. Isaenko. *Stability and frequency tuning of thermally loaded continuous-wave AgGaS₂ optical parametric oscillators*. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16** :1481–1498, (1999).
- [54] T.W. Hansch and B. Couillaud. *Laser Frequency Stabilization by Polarization Spectroscopy*. *Opt. Commun.*, **35** :441–444, (1981).
- [55] M. Vainio, J.E. Bernard, and L. Marmet. *Cavity-enhanced optical frequency doubler based on transmission-mode Hansch Couillaud locking*. *Appl. Phys. B*, **104** :897–908, (2011).
- [56] R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley, and H. Ward. *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*. *Appl. Phys.*, **31** :97–105, (1983).
- [57] E.D. Black. *An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization*. *Am. J. Phys.*, **69** :79–87, (2001).
- [58] M. Lawrence. *Lithium niobate integrated optics*. *Rep. Prop. Phys.*, :363–429, (1993).
- [59] R.C. Miller, W.A. Nordland, and P.M. Bridenbaugh. *Dependence of second-harmonic-generation coefficients of LiNbO₃ on melt composition*. *J. Appl. Phys.*, **42** :4145–4147, (1971).
- [60] D.A. Roberts. *Simplified characterization of uniaxial an biaxial nonlinear optical crystals : a plea for standardization of nomenclature and conventions*. *IEEE J. Quant. Electr.*, **28** :2057–2074, (1992).
- [61] L.E. Myers, G.D. Miller, R.C. Eckardt, M.M. Fejer, R.L. Byer, and W.R. Bosenberg. *Quasi-phase-matched 1.064 μm pumped optical parametric oscillator in bulk periodically poled LiNbO₃*. *Opt. Lett.*, **20** :52–54, (1995).
- [62] O. Gayer, O. Sacks, E. Galun, and A. Arie. *Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃*. *Appl. Phys. B*, **91** :343–348, (2008).

- [63] O. Paul, A. Quosig, T. Bauer, M. Nittmann, J. Bartschke, G. Anstett, and J.A. L'huillier. *Temperature-dependent Sellmeier equation in the MIR for the extraordinary refractive index of 5 percent MgO doped congruent LiNbO₃*. *Appl. Phys. B*, **86** :111–115, (2007).
- [64] D.A. Bryan, R. Gerson, and H.E. Tomaschke. *Increased optical damage resistance in lithium niobate*. *Optics Communications*, **44** :847–849, (1983).
- [65] D.J.M. Stothard, M. Ebrahimzadeh, and M.H. Dunn. *Low-pump-threshold continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator*. *Opt. Lett.*, **23** :1895–1897, (1998).
- [66] P. Gross, M.E. Klein, T. Walde, and K.J. Boller. *Fiber-laser-pumped continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator*. *Opt.Lett.*, **27** :418–420, (2002).
- [67] H. Kogelnik and T. Li. *Laser beams and resonators*. *Appl. Optics*, **5** :1550–1567, (1966).
- [68] P. De Natale, L. Gallia, G. Giusfredi, D. Mazzotti, and P. Cancio. *Functional periodically-poled crystals for powerful intracavity CW difference-frequency-generation of widely tunable, high spectral purity IR radiation*. *Proc. SPIE.*, **7031** :70310K1–70310K8, (2008).
- [69] S. Vasilyev, H.E. Gollnick, A. Nevsky, A. Grisard, E. Lallier, B. Gérard, J. Jimenez, and S. Schiller. *Counterdirectional mode coupling in ring resonators with QPM nonlinear crystals and effects on the characteristics of cw optical parametric oscillation*. *Appl. Phys. B*, **100** :737–747, (2010).
- [70] J. Hough, D. Hils, M. D. Rayman, L.-S. Ma, L. Hollberg, and J. L. Hall. *Dye-Laser Frequency Stabilization Using Optical Resonators*. *Appl. Phys. B*, **33** :179–185, (1984).
- [71] E. Andrieux, T. Zanon, M. Cadoret, A. Rihan, and J.J. Zondy. *500-GHz mode-hop-free idler tuning range with a frequency-stabilized signal-resonant optical parametric oscillator*. *Opt. Lett.*, **36** :1212–1214, (2011).
- [72] G.A. Turnbull, M.H. Dunn, and M. Ebrahimzadeh. *Continuous-wave, intracavity optical parametric oscillators : An analysis of power characteristics*. *Appl. Phys. B*, **66** :701–710, (1998).
- [73] D.I. Kim, H.G. Rhee, J.B. Song, and Y.W Lee. *Laser output power stabilization for direct laser writing system by using an acousto-optic modulator*. *Rev. Sci. Instrum.*, **78** :1031101–1031104, (2007).
- [74] I.D. Lindsay, C. Petridis, M.H. Dunn, and M. Ebrahimzadeh. *Continuous-wave pump-enhanced singly resonant optical parametric oscillator pumped by an extended-cavity diode laser*. *Appl. Phys. Lett.*, **78** :871–873, (2001).
- [75] M. Ebrahimzadeh, P.J. Philips, and S. Das. *Low-threshold mid-infrared optical parametric oscillator in periodically-poled LiNbO₃ synchronously pumped by a Ti :Sapphire laser*. *Appl. Phys.B*, **72** :793–801, (2001).
- [76] F. Muller, A. Popp, and F. Kühnemann. *Transportable, highly sensitive photoacoustic spectrometer based on a continuous-wave dual-cavity optical parametric oscillator*. *Opt. Express*, **11** :2820–2825, (2003).
- [77] C. Chen, Y. Wu, A. Jiang, B. Wu, G. You, R. Li, and S. Lin. *New nonlinear-optical crystal : LiB₃O₅*. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** :616–621, (1989).

- [78] K. Kato. *Tunable UV generation to 0.2325 μm in LBO*. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** :1173–1175, (1990).
- [79] G. Ravi, R. Jayavel, S. Takekawa, K. Nakamura, and K. Kitamura. *Effect of niobium substitution in stoichiometric lithium tantalate (SLT) single crystals*. *J. Cryst. Growth.*, **250** :146–151, (2003).
- [80] G. Hansson, H. Karlsson, S. Wang, and F. Laurell. *Transmission measurements in KTP and isomorphic compounds*. *Appl. Opt.*, **39** :5058–5069, (2000).
- [81] P.X. Li, D.H. Li, Z.G. Zhang, and S.W. Zhang. *Compact High-Power Blue Light from a Diode-Pumped Intracavity-Doubled Nd :YAG Laser*. *Chin. Phys. Lett.*, **19** :1632–1634, (2002).
- [82] S.P. Velsko, M. Webb, L. Davis, and C. Huang. *Phase-matched harmonic generation in lithium triborate (LBO)*. *IEEE J. Quant. Electr.*, **27** :2182–2192, (1991).
- [83] S Lin, Z. Sun, B. Wu, and C. Chen. *The nonlinear optical characteristics of a LiB_3O_5 crystal*. *J. Appl. Phys.*, **67** :634–638, (1990).
- [84] V.G. Dmitriev and D.N. Nikogosyan. *Effective nonlinearity coefficients for three-wave interactions in biaxial crystals of mm^2 point group symmetry*. *Opt. commun.*, **95** :173–182, (1993).
- [85] Y. Tang, Y. Cui, and M.H. Dunn. «*Thermal dependence of the principal refractive indices of lithium triborate*». *J. Opt.Soc. Am. B*, **12** :638–643, (1995).
- [86] D.N. Nikogosyan and G.G. Gurzadyan. *Crystals for nonlinear optics*. *Sov. J. Quantum Electron.*, **17** :970–, (1987).
- [87] Y.C. See, S. Guha, and J. Falk. *52 Percent Optical-to-Optical Conversion Efficiency in a Compact 1.5 W 532 nm Second Harmonic Generation Laser with Intracavity Periodically-Poled $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$* . *Laser Phys.*, **20** :1568–1571, (2010).
- [88] D. Skoczowsky, A. Jechow, H. Sturmer, T. Possner, S. Stry, J. Sacher, and R. Menzel. *Monolithic ring resonator with PPLN crystal for efficient cw SHG of 976 nm emitted by a diode laser*. *Proc. SPIE*, **7197**, (2009).
- [89] S. Wang, V. Pasiskevicius, J. Hellstrom, and F. Laurell. *First-order type II quasi-phase-matched UV generation in periodically poled KTP*. *Opt. Lett.*, **24** :978–981?, (1999).
- [90] M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, and D.L. Byer. *Quasi-phase-matched second harmonic generation : tuning and tolerances*. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** :2631–2654, (1992).
- [91] Y.C. See, S. Guha, and J. Falk. *Limits to the NEP of an intracavity LiNbO_3 upconverter*. *Appl. Opt.*, **19** :1415–1418, (1980).
- [92] D. Redfield and W.J. Burke. *Optical absorption edge of LiNbO_3* . *J. Appl. Phys.*, **45** :4566–4571, (1974).
- [93] S. Kase and K. Ohi. *Optical absorption and interband Faraday rotation in LaTaO_3 and LiNbO_3* . *Ferroelectrics*, **8** :419–420, (1974).
- [94] R. DeSalvo, A.A. Said, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland, and M. Sheik-Bahae. *Infrared to ultraviolet measurements of two-photon absorption and n_2 in wide bandgap solids*. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32** :1324–1333, (1996).

BIBLIOGRAPHIE

- [95] K Mizuuchi and K. Yamamoto. *Generation of 340nm light by frequency doubling of a laser diode in bulk periodically poled LiTaO₃*. *Opt. Lett.*, **21** :107–109, (1996).
- [96] J.P. Meyn and M.M. Fejer. *Tunable ultraviolet radiation by second harmonic generation in periodically poled lithium tantalate*. *Opt. lett.*, **22** :1214–1216, (1997).

BIBLIOGRAPHIE

Annexes

Annexe A

Etude préliminaire à la réalisation du processus SHG : choix du cristal non linéaire

Pour le doublage en fréquence du laser TiSa, plusieurs matériaux non linéaires sont disponibles, toutes ayant à la fois leurs avantages et leurs inconvénients : d'une part les cristaux ferro-électriques à inversion de domaine de polarisation (PPLN, PPSLT), d'autre part les matériaux oxo-borates moins onéreux tels β -BaB₂O₄ (BBO), LiB₃O₅ (LBO) ou BiB₃O₆ (BiBO). Nous allons, dans cette annexe, détailler les études comparatives qui nous ont conduits à privilégier le LBO.

A.1 Le niobate de lithium à inversion de domaines de polarisations (PPLN)

Depuis les années 1990 plusieurs travaux ont utilisé le PPLN dans la génération de seconde harmonique. Des efficacités de conversion allant jusqu'à 89% en cavité résonnante ont été obtenues dans le vert ($\lambda_{2\omega} = 532\text{nm}$) avec des puissances d'onde fondamentales $P_{\omega} < 5\text{W}$ [14, 87], en revanche seulement une efficacité de conversion supérieure à 15% en cavité résonnante a été obtenue dans le bleu ($\lambda_{2\omega} = 488\text{ nm}$) avec une puissance d'onde fondamentale $P_{\omega} = 450\text{ mW}$ [88]. Néanmoins dans le domaine UV, la génération de seconde harmonique se heurte à plusieurs difficultés, tel que l'importante absorption de ce matériau s'accompagnant d'effets thermiques pénalisants ou encore la fabrication difficile de réseaux de période très courte de l'ordre du micromètre ($\Lambda = 2.6\ \mu\text{m}$ pour $\lambda_{\omega} = 800\text{ nm}$) pour un QPM d'ordre 1. Il existe néanmoins deux possibilités de contourner cette difficulté :

- a) l'utilisation d'un quasi-accord de phase d'ordre supérieur m , ayant pour effet d'accroître la période du réseau d'un facteur m mais en revanche de diviser le coefficient non linéaire d_{eff} par ce même facteur m .
- b) l'utilisation d'un quasi-accord de phase de type-II (oe) consistant à utiliser des polarisations d'onde fondamentale et seconde harmonique orthogonales, tel qu'il a été réalisé par Wang *et al.* dans le cas du PPKTP [89] et par Fejer *et al.* [90] dans le cas du PPLN.

A.1. LE NIOBATE DE LITHIUM À INVERSION DE DOMAINES DE POLARISATIONS (PPLN)

Un accord de phase de type-II permet en effet d'accroître la période des réseaux QPM par rapport à un accord de phase de type-0 où les ondes fondamentales et harmoniques sont polarisées suivant l'axe polaire (Z) du matériau. Cette technique présente néanmoins l'inconvénient de ne pas adresser le coefficient non linéaire le plus important, le coefficient non linéaire $d_{31} = -4.35$ pm/V étant alors couplé au lieu du coefficient non linéaire polaire $d_{33} = -27$ pm/V dans le cas du niobate de lithium [19].

Polarisations	Ordre de QPM	ΔT (° C)	$\Delta\lambda$ (nm)	d_{eff} (pm/V)	Λ (μm)
$E_y E_y E_z$	Ordre 1	2	0.6	3	6.2
$E_z E_z E_z$	Ordre 1	1.5	0.15	18	2.6
$E_z E_z E_z$	Ordre 3	1.5	0.15	6	8.0

TABLE A.1 – Propriétés théoriques du PPLN pour un quasi-accord de phase de type 0 ($E_z E_z E_z$) et un quasi-accord de phase de type I ($E_y E_y E_z$) à une longueur d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 800$ nm.

Le tableau A.1 réunit les différentes propriétés utiles dans le choix de l'une des deux alternatives. On constate que le troisième ordre du quasi-accord de phase de type 0 ($E_z E_z E_z$), permet l'obtention d'un coefficient non linéaire d_{eff} supérieur à celui obtenu avec un quasi-accord de phase de type I ($E_y E_y E_z$). En revanche le quasi-accord de type I permet une acceptation en température et en longueurs d'onde nettement meilleure et une période de réseau Λ plus importante.

La gamme de longueurs d'onde seconde harmoniques accessibles au cristal PPLN, calculée à partir des équations de Sellmeier publiées par Gayer *et al.* [62] et de la condition d'accord de phase

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega - \frac{2\pi m}{\Lambda} = \frac{4\pi(n_{2\omega} - n_\omega)}{\lambda_f} - \frac{2\pi m}{\Lambda} = 0 \quad (\text{A.1})$$

est 5 fois plus importante pour un quasi-accord de phase de type I et d'ordre $m = 1$ ($E_y E_y E_z$) où $\lambda_{2\omega} \in [382 \text{ nm}, 420 \text{ nm}]$ ($\Lambda = 6.2 \mu\text{m}$), que pour un quasi-accord de phase de type 0 et d'ordre $m = 3$ ($E_z E_z E_z$) où $\lambda_{2\omega} \in [396 \text{ nm}, 403 \text{ nm}]$ ($\Lambda = 8.0 \mu\text{m}$) pour une longueur d'onde fondamentale accordable entre 700 et 900 nm et une température de travail comprise entre 30 et 200 ° C.

En dépit d'un d_{eff} plus faible avec un QPM de type I qu'avec un QPM de type 0, il est plus avantageux dans notre situation d'utiliser ce type quasi-accord de phase car il permet l'obtention d'une gamme de longueurs d'onde secondes harmoniques nettement plus importante ainsi que de meilleures acceptances en température et en longueurs d'onde. La faiblesse du d_{eff} ne constitue pas un inconvénient dans la mesure où la SHG est résonnante : il suffit d'adapter l'impédance non linéaire de la cavité par un choix approprié de la transmittance du coupleur d'entrée pour réaliser une efficacité de conversion optimale.

Par ailleurs, du fait d'une importante absorption du PPLN aux courtes longueurs d'onde,

A.1. LE NIOBATE DE LITHIUM À INVERSION DE DOMAINES DE POLARISATIONS (PPLN)

son utilisation pour la génération de seconde harmonique dans le domaine UV n'est pas plus adéquate que l'utilisation d'un cristal biréfringent de type oxo-borate. En effet le coefficient d'absorption α du niobate de lithium passe de 0.025 cm^{-1} pour une longueur d'onde seconde harmonique $\lambda_{2\omega} = 514.5 \text{ nm}$ [91], à 2 cm^{-1} pour une longueur d'onde $\lambda_{2\omega} = 326 \text{ nm}$ [92], ces valeurs sont en accord avec le seuil de transmission dans l'UV autour de 300 nm du LiNbO_3 publié par G.Ravi *et al.* [79]. De plus les revêtements antireflet sur les faces du PPLN utilisé par le principal fabricant HC Photonics Corp (Taiwan) absorbent environ 50% de la puissance seconde harmonique générée ce qui réduirait davantage l'efficacité de conversion.

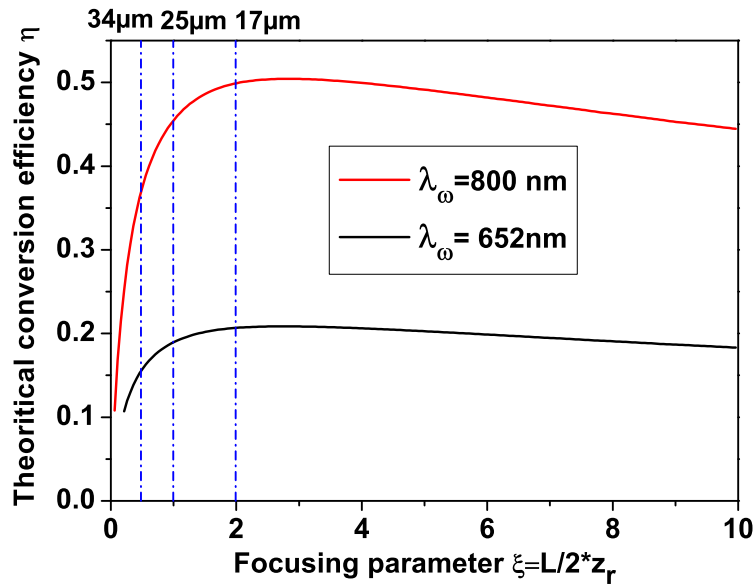


FIGURE A.1 – Efficacité de conversion externe en fonction du paramètre de focalisation pour un accord de phase de type I, aux longueurs d'ondes fondamentales $\lambda_\omega = 800 \text{ nm}$ et $\lambda_\omega = 652 \text{ nm}$, avec une puissance incidente $P_\omega^{in} = 500 \text{ mW}$ et des pertes linéaires intra-cavité $\epsilon = 0.02$. La longueur du cristal LBO est prise égale 1 cm .

La figure A.1 présente l'efficacité de conversion du processus de génération de seconde harmonique dans le cas d'un accord de phase de type I, aux longueurs d'ondes fondamentales $\lambda_\omega = 800 \text{ nm}$ et $\lambda_\omega = 652 \text{ nm}$ avec respectivement des coefficients d'absorption $\alpha_{2\omega} = 0.2 \text{ cm}^{-1}$ et $\alpha_{2\omega} = 2 \text{ cm}^{-1}$. Ces courbes ne tiennent pas en compte de l'absorption des revêtements antireflet sur les faces du PPLN. Le maximum de conversion est obtenu pour un waist d'environ $10 \mu\text{m}$, néanmoins afin d'éviter d'exacerber les effets de lentille thermique induits par l'absorption dans le bleu du PPLN aux longueurs d'ondes harmoniques et dégrader ainsi l'efficacité de conversion expérimentale, il est préférable de moins focaliser l'onde fondamentale et utiliser des waist entre 25 et $34 \mu\text{m}$ [51]. Au final l'efficacité de conversion théorique tenant en compte de l'absorption des revêtements antireflet avec un waist de $25 \mu\text{m}$ et aux longueurs d'ondes fondamentales 800 et 652 nm est respectivement évaluée à environ 25 et 10% , ce qui est du même ordre de grandeur que les efficacités de conversion obtenues avec le LBO.

A.2 Le tantalate de lithium à inversion de domaine de polarisation (PPSLT)

Le tantalate de lithium congruent (CLT) est un matériau similaire au niobate de lithium mais transmettant un peu mieux les courtes longueurs d'onde (son énergie de bande UV $E_{gap} = 4.9$ eV [93] est supérieure à celle du niobate de lithium valant $E_{gap} = 3.9$ eV [94]). En effet, son seuil de transmission dans le domaine UV est situé autour de 260 nm [79] alors que celui du LiNbO_3 est situé autour de 300 nm, permettant ainsi la génération de seconde harmonique à des longueurs d'ondes telles que $\lambda_{2\omega} = 340$ nm [95] et $\lambda_{2\omega} = 325$ nm ($\alpha_{2\omega} = 1.7 \text{ cm}^{-1}$) [96].

Polarisations	Ordre de QPM	ΔT (° C)	$\Delta\lambda$ (nm)	d_{eff} (pm/V)	Λ (μm)
$E_z E_z E_z$	Ordre 1	1.3	0.12	10	3.2
$E_z E_z E_z$	Ordre 2	1.3	0.12	5	6.4

TABLE A.2 – Propriétés théoriques du PPSLT pour un quasi-accord de phase de type 0 ($E_z E_z E_z$) pour une longueur d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 800$ nm.

Par ailleurs ce matériau réalise le QPM de type 0 avec des périodes de réseau et des coefficients non linéaires plus élevés que ceux obtenus avec le PPLN dans les mêmes conditions, avec des acceptances en température et en longueurs d'onde à peu près similaires. Un QPM de type I ne serait pas intéressant avec ce matériau car un tel quasi-accord de phase ne ferait que dégrader l'efficacité de conversion sans améliorer la gamme de longueurs d'ondes SH accessibles. D'autre part, le LiTaO_3 possède une biréfringence $\Delta n = n_{2\omega} - n_\omega$ moins importante que celle du LiNbO_3 , impliquant ainsi l'obtention d'une gamme de longueurs d'onde secondes harmoniques inférieures à celles obtenues avec le niobate de lithium pour un QPM de type 0. Par conséquent, nous n'utiliserons pas le tantalate de lithium pour faire la génération de seconde harmonique dans le bleu et dans le domaine UV.

A.3 Matériaux non linéaires biréfringents

Nous avons également analysé les paramètres SHG de cristaux biréfringents couramment utilisés pour la génération du spectre bleu-UV, tels le LBO, le BBO ou le BiBO.

Matériau non linéaire	Polarisation	d_{eff} (pm/V)	ρ (mrad)
LBO	ooe	0.85	16
BBO	ooe	2.09	66
BiBO	eeo	3.21	50

TABLE A.3 – Comparaison de quelques matériaux non linéaires utilisés avec un accord de phase de type I, à une longueur d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 800$ nm. ρ est l'angle de walkoff lié au phénomène de double réfraction.

Pour un accord de phase de type I et une longueur d'onde fondamentale $\lambda_\omega = 800$ nm, le triborate de lithium présente l'angle de walkoff le plus faible permettant ainsi de travailler avec des cristaux non linéaires plus longs. L'utilisation des autres matériaux biréfringents de plus forte non-linéarité est également possible via la technique de compensation de walkoff par l'utilisation de structures périodiques optiquement contactées en compensation de walkoff (2N-OCWOC) [22] afin d'optimiser la conversion du processus SHG. Néanmoins cette technique introduirait inutilement des complications supplémentaires étant donné que nous n'avons besoin que de quelques dizaines de mW de puissance seconde harmonique.

Par ailleurs, le BBO et le BiBO présentent des angles de walkoff trop grands en raison de leur biréfringence élevée, entraînant l'obtention de faisceau seconde harmonique de profil elliptique, bien que des trois cristaux, le BBO possède l'énergie de bande ("bandgap") UV la plus élevée. En outre le BBO est légèrement hygroscopique et s'endommage à long terme suite à l'exposition UV prolongée. En revanche, le LBO permet de réaliser l'accord de phase en température avec une orientation fixe (pas de désalignement de cavité) grâce à ses coefficients thermo-optiques plus importants. Le LBO présente néanmoins l'inconvénient (et dans une moindre mesure le BBO) de présenter des coefficients d'expansion thermique anisotropes et de signe opposés (suivant Z et suivant XY) entraînant des problèmes d'adhérence des traitements diélectriques lorsqu'il est chauffé. Il est donc évident que le choix du triborate de lithium est le plus adéquat.

Annexe B

Réfectance de la cavité OPO

B.1 Au dessus du seuil d'oscillation

La cavité OPO, est constituée par quatre miroirs M1, M2, M3 et M4, de réflectivité $r_1, r_2, r_3,$ et r_4 et de transmittivité $t_1, t_2, t_3,$ et t_4 , tel que $t_j^2 + r_j^2 + a + a_{NL} = 1$ et $r_2 = r_3 = r_4 = r$ (respectivement $t_2 = t_3 = t_4 = t$) avec $j = 1, 2, 3, 4$. Avec a les pertes par absorption et a_{NL} les pertes non linéaires dues à la conversion non linéaire. Dans le cas d'un processus de génération paramétrique, ces pertes correspondent à la conversion de la puissance pompe au dessus du seuil d'oscillation en puissance signal et idler et a pour expression :

$$a_{NL} = \frac{4\mu_0 d^2 \omega_s^2 \omega_i^2}{\pi c^2 n_p^2 \omega_p} Lh(\sigma, \xi) P_c \quad (\text{B.1})$$

où L est la longueur du cristal non linéaire, $h(\sigma, \xi)$ la fonction de focalisation et P_c la puissance pompe stockée dans le résonateur optique. En revanche dans le cas d'un processus de génération de seconde harmonique avec un cristal LBO taillé suivant son plan XY (accord de phase (ooe)) ces pertes ont pour expression :

$$a_{NL} = \Gamma P_c = \frac{2\omega^2 d_{ooe}^2}{\pi \epsilon_0 c^3 n_\omega^2 n_{2\omega}} Lk_\omega h(\xi, \sigma, \beta_{2\omega}) P_c \quad (\text{B.2})$$

avec Γ l'efficacité de conversion en simple passage et P_c la puissance fondamentale intracavité. Notons E_{inc} le champ pompe incident à la cavité OPO, E_c le champ pompe intracavité et E_r le champ pompe réfléchi.

La relation de self-consistance du champ intracavité s'écrit :

$$E_c = t_1 E_{inc}(\omega) - \sqrt{(1-a)(1-a_{NL})} r_1 r^3 e^{-2ikL} E_c(\omega) \quad (\text{B.3})$$

D'où le champ intracavité qui s'exprime comme :

$$E_c(\omega) = \frac{t_1}{1 - \sqrt{(1-a)(1-a_{NL})} r_1 r^3 e^{-2ikL}} E_{inc}(\omega) \quad (\text{B.4})$$

La relation de self-consistance du champ pompe réfléchi s'écrit :

$$E_r(\omega) = -r_1 E_{inc}(\omega) + \sqrt{(1-a)(1-a_{NL})} t_1 r^3 e^{-2ikL} E_c(\omega) \quad (\text{B.5})$$

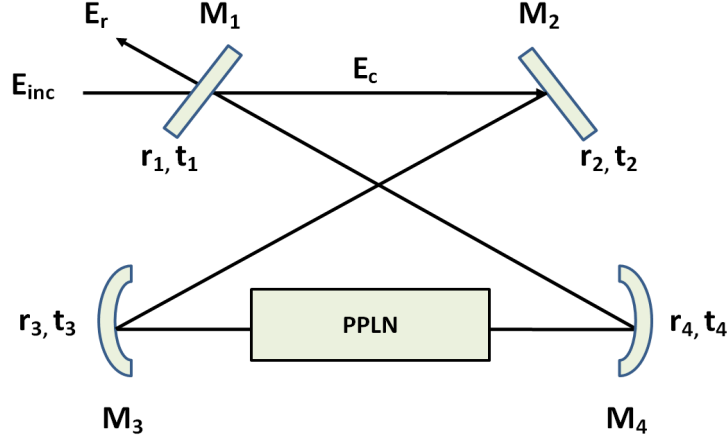


FIGURE B.1 – Cavité OPO en anneau

Le champ pompe réfléchi s'écrit alors :

$$E_r(\omega) = \frac{-r_1 + \sqrt{(1-a)(1-a_{NL})} r^3 e^{-i\omega/\Delta\nu_{FSR}}}{1 - \sqrt{(1-a)(1-a_{NL})} r_1 r^3 e^{-i\omega/\Delta\nu_{FSR}}} E_{inc}(\omega) \quad (\text{B.6})$$

où $\Delta\nu_{FSR} = c/2L$ est l'intervalle spectrale libre de la cavité OPO et L sa longueur optique. La reflectance $H_r(\omega) = E_r(\omega)/E_{inc}(\omega)$ a pour expression :

$$H_r(\omega) = \frac{-r_1 + \sqrt{(1-a)(1-a_{NL})} r^3 e^{-i\omega/\Delta\nu_{FSR}}}{1 - \sqrt{(1-a)(1-a_{NL})} r_1 r^3 e^{-i\omega/\Delta\nu_{FSR}}} \quad (\text{B.7})$$

A la résonance, la reflectance est minimum et a pour expression :

$$H_r(\omega) = \frac{-r_1 + \sqrt{(1-a)(1-a_{NL})} r^3}{1 - \sqrt{(1-a)(1-a_{NL})} r_1 r^3} \quad (\text{B.8})$$

B.2 En dessous du seuil d'oscillation

En dessous du seuil d'oscillation, aucun photon pompe ne donne naissance à des photons signal et idler. Les pertes non linéaires sont alors nulles : $a_{NL} = 0$, et la reflectance de la cavité OPO devient :

$$H_r(\omega) = \frac{-r_1 + \sqrt{(1-a)} r^3 e^{-i\omega/\Delta\nu_{FSR}}}{1 - \sqrt{(1-a)} r_1 r^3 e^{-i\omega/\Delta\nu_{FSR}}} \quad (\text{B.9})$$

A la résonance, la reflectance est minimum et a pour expression :

$$H_r(\omega) = \frac{-r_1 + \sqrt{(1-a)} r^3}{1 - \sqrt{(1-a)} r_1 r^3} \quad (\text{B.10})$$

B.3 En l'absence de cristal non linéaire

En l'absence de cristal non linéaire, l'absorption a est également nulle : $a = 0$, et la reflectance s'écrit :

$$H_r(\omega) = \frac{-r_1 + r^3 e^{-i\omega/\Delta\nu_{FSR}}}{1 - r_1 r^3 e^{-i\omega/\Delta\nu_{FSR}}} \quad (\text{B.11})$$

A la résonance, la reflectance est minimum et a pour expression :

$$H_r(\omega) = \frac{-r_1 + r^3}{1 - r_1 r^3} \quad (\text{B.12})$$

Glossaire

- A_j : Champ électrique normalisé relatif à l'onde j
- a : Absorption linéaire normalisé
- c : Vitesse de la lumière
- d_{eff} : Coefficient non linéaire
- $d_{ih}^{(2)}$: Tenseur des coefficients non linéaires
- E : Constante non linéaire
- E_j : Champ électrique de l'onde j
- E_{inc} : Champ pompe modulé en phase et incident au résonateur optique
- F : Finesse d'un résonateur optique
- g : Facteur d'échelle du coefficient de gain
- H_r : Reflectance du résonateur optique
- h : Fonction de focalisation de Boyd et Kleinman
- I_j : Intensité normalisée de l'onde j
- \tilde{I}_j : Intensité optique de l'onde j
- I_{th}^{in} : Seuil interne d'oscillation d'un PRSRO
- I_{th}^{ext} : Seuil externe d'oscillation d'un PRSRO
- I_r : Intensité pompe réfléchi par le résonateur optique
- I_{oc} : Intensité pompe dans la porteuse optique

- I_{sd} : Intensité pompe dans les bandes latérales
- k_j : Vecteur d'onde de l'onde j
- k_0 : Vecteur d'onde effectif
- L : Longueur du cristal non linéaire
- L_{opt} : Longueur de cristal optimisant le processus non linéaire
- L_c : Longueur optique du résonateur
- L_1 : Distance entre les miroirs sphérique
- L_2 : Longueur de la cavité en anneau sans la distance entre les miroirs sphériques
- l_c : Longueur de cohérence
- m : Ordre de quasi-accord de phase
- n : Indice de réfraction d'un milieu
- n_o : Indice de réfraction ordinaire
- n_e : Indice de réfraction extraordinaire
- P_j : Puissance optique de l'onde j
- P_{th} : Puissance seuil d'oscillation d'un OPO
- P_c : Puissance de l'onde fondamentale stockée dans le résonateur optique
- P_ω : Puissance de l'onde fondamentale
- $P_{2\omega}$: Puissance de l'onde seconde harmonique
- R_j : Coefficient de réflexion d'un miroir relatif à l'onde j
- S_ν : Densité spectrale de bruit de fréquence
- T : Température
- T_j : Coefficient de transmission d'un miroir relatif à l'onde j

- V_j : Pertes passives dans une cavité relatives à l'onde j
- V : Volume moyen occupé par les modes dans le résonnateur
- w_0 : Waist d'un faisceau gaussien
- x : Puissance pompe normalisé au seuil d'oscillation d'un PRSRO
- z_r : Longueur de Rayleigh
- α : Absorption linéaire
- β : Angle de walkoff normalisé par l'angle de divergence du faisceau gaussien
- β : Indice de modulation
- Γ_p : Dépletion de la pompe dans processus paramétrique
- Γ_i : Efficacité de conversion des photons pompes en photon idler.
- Γ : Efficacité de conversion en simple passage dans le cas d'un processus de génération de seconde harmonique
- Γ_{abs} : Efficacité du processus d'absorption de l'onde seconde harmonique
- ΔT : Acceptance en température d'un processus non linéaire avec un cristal donné
- $\Delta\lambda$: Acceptance en longueur d'onde d'un processus non linéaire avec un cristal donné
- Δ_j : Désaccord de cavité par rapport à l'onde j
- $\Delta\nu_{FSR}$: Intervalle spectrale libre
- Δk : désaccord de phase
- δ : Angle de divergence du faisceau gaussien
- η : Efficacité de conversion externe dans le cas d'un processus de génération de seconde harmonique
- ϵ : Pertes linéaires dans une cavité SHG
- ε : Signal d'erreur de la technique d'asservissement de Pound Drever Hall
- ε_0 : Permittivité électrique du vide

- φ_{pm} : Angle d'accord de phase dans le cas d'un matériau biaxe
- κ_j : Pertes linéaires sur l'onde j lorsque celle-ci résonne dans une cavité optique
- $\chi_{ih}^{(2)}$: Tenseur de susceptibilité non linéaire
- Λ : Période de réseau dans le cas d'un matériau non linéaire à inversion de domaine de polarisation
- λ_p : Longueur d'onde pompe
- λ_s : Longueur d'onde signal
- λ_i : Longueur d'onde idler
- λ_ω : Longueur d'onde fondamentale
- $\lambda_{2\omega}$: Longueur d'onde seconde harmonique
- μ_0 : Perméabilité magnétique
- ρ : Angle de walkoff
- σ : Désaccord de phase normalisé
- θ_{pm} : Angle d'accord de phase dans le cas d'un matériau uniaxe
- θ_j : Déphasage de l'onde j après un tour de cavité
- ξ : Paramètre de focalisation

Résumé :

ici...

...
...
...
...
...
...
...

Mots clés :

mot 1, mot 2, mot 3, ...

Abstract :

here...

...
...
...
...
...
...
...

Keywords :

word 1, word 2,...